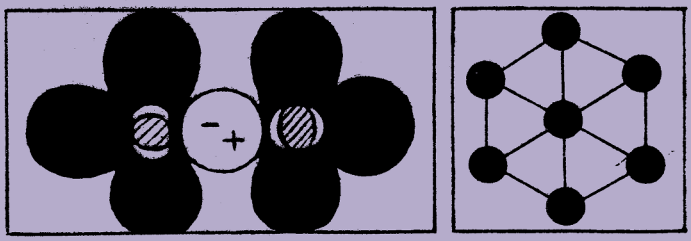
ciencia popular



El cristal vivo

Ya. E. Gueguzin

En la ciencia en desarrollo suelen surgir situaciones conflictivas entre la teoría y el experimento. La relación que se establece entre el experimentador y el teórico, con frecuencia, porta en sí el sello de conflicto, que aun no siendo antagónico, al fin y al cabo, es un conflicto. En la historia del "cristal vivo" fue registrado un sinnúmero de contradiciones entre dichos personajes

Editorial · Mir · Moscú

ИЗДАТЕЛЬСТВО
МИР

Я. Е. ГЕГУЗИН

ЖИВОЙ КРИСТАЛЛ

ИЗДАТЕЛЬСТВО
«НАУКА»
Москва

Ya. E. Gueguzin

El cristal vivo

EDITORIAL MIR. MOSCÚ

Traducido del ruso por
Armonía García Huerta

Impreso en la URSS

На испанском языке

© Издательство «Наука». 1981

© Traducción al español. Editorial Mir. 1983

Indice

INTRODUCCIÓN 7

Sobre el título del libro 7
Algo sobre simulación 11

CAPÍTULO I. RASGOS INDISPENSABLES DE VIDA DEL CRISTAL 16

El modelo: conjunto de pompas 17
Interacción de los átomos 23
El descubrimiento de Dulong y Petit 29
Las teorías de Einstein y Debye 38
Oscilaciones de punto cero 47
¿Puede ser provechoso el desorden? 54
El par de Frenkel 63
Vacío congelado 69
Autodifusión clásica común 75
Huecos destelladores 86
Los electrones como un gas cuántico 93
Los electrones se desplazan por el metal 102
Vientos en el cristal 107

CAPÍTULO II. EL CRISTAL POBLADO DE DEFECTOS 114

En los orígenes de la idea 117
El deslizamiento, una tarea difícil de realizar 121
Modelos: movimiento de una oruga, desplazamiento de una alfombra 126
Escalada de las dislocaciones 137
Dificultades de la teoría sobre la cristalización 144
Rosetas debidas a las dislocaciones 153
El tubo de goma como modelo 157
Dislocaciones. Nube, telaraña y rocío 161

Otra vez sobre el viento electrónico 167
Multiplicación y aniquilamiento de las dislocaciones 174
Sonoridad del cristal 179
En el cristal aparece la grieta 186
Por lo delgado, no se rompe 193
Efecto de Ioffe 202
Efecto de Rebínder 211
Cristal de «mosaico» 217
Experimentos del profesor Lukirski 221
El modelo: estela lunar 226
Empañamiento del cristal 230
Sobre las burbujas gaseosas en el cristal 235
Dos fotografías 240
Hileras de segregaciones en el cristal 243
El cristal irradiado por un haz de láser 247
Explosión atómica en el cristal 250
Interacción y transformación recíproca de los defectos 257

CAPÍTULO III. EL CRISTAL HABLA DE SÍ MISMO 263

El cristal contenía una fisura 263
«Burbujología» 266
Respuesta a un interrogante planteado directamente 268
¿Cuándo se apagó la hoguera? 274

CONCLUSIÓN 278

Algunos consideran la naturaleza indiferente
como si fuera un molde sin semblante,
pero ella tiene libertad y alma,
con quien la comprende habla y lo ama.

F. I. Tiútchev

Introducción

Sobre el título del libro

Comprendo demasiado bien que la combinación de esas dos palabras «cristal vivo», propuesta como título del libro, no se destaca por su frescura, ni causa sorpresa. Dios nos guarde de creer que sea un acierto brillante del autor el idear semejante título. No obstante, por lo visto, transmite de modo correcto la idea del libro.

Todas las personas que consagraron su vida al cristal, con frecuencia, lo perciben como si fuera algo vivo. En todo caso, al referirse a él lo hacen como si se tratara de un ser vivo. Recuerden la prosa lírica del poeta de las piedras el Académico A. E. Fersman quien hablaba con el pedazo de mineral como si lo hiciera con un ser vivo, capaz de esconderse ante el ojo perspicaz del buscador, y en respuesta a las ofensas o injusticias cambia su rosado color por el negro.

Escuchen la conversación entre dos metalógrafos. Hablan sobre la fatiga del cristal metálico, se refieren a su envejecimiento, su capacidad de

descansar, emitir sonidos, quizá manifestando así su descontento por la carga que le hacen soportar. Es más, oigan también una conversación de geólogos. Dicen que el mineral tiene memoria, posee capacidad para adaptarse racionalmente a las condiciones externas. No menos interesantes son las conversaciones de aquellos que en el laboratorio o en el taller crean cristales artificiales. Sus cristales crecen, captan impurezas, transmiten por herencia algunos de sus rasgos.

La combinación de los conceptos «cristal vivo» será para muchos similar al romanticismo juvenil que debería incluirse en la lista del departamento de jóvenes poetas exaltados. La ciencia exige sensatez, severidad impasible, carente de toda emotividad que pueda gradualmente alejar de la verdad, entonces no habrá «voz alguna del cristal» que sea capaz de reorientar al científico extraviado hacia el camino de la verdad. Con certeza, estos «muchos» tienen razón: para buscar la verdad se precisa poseer una inteligencia crítica y orientada, capaz de analizar fríamente los hechos. Aun así, otros muchos consideran que las investigaciones científicas deberán poseer un cierto saborcillo romántico, como atmósfera indispensable para el entusiasmo animado que acompaña la búsqueda. Se da por sobreentendido que estos últimos no abrigan ningún equívoco en cuanto a la capacidad del cristal para narrar de manera comprensible su biografía, o poner de relieve sus emociones, no obstante, la atmósfera del contacto personal con la naturaleza transfiere a la búsqueda ese tinte romántico que es es tan necesario. Para científicos de esta índole, el perder esa sensación del contacto directo con la naturaleza, a menudo significa, pura y llanamente, la pérdida de interés y gusto y, junto a ello, perder además la capacidad para realizar una actividad investigativa.

El cristal real está poblado con una multitud de los más diversos defectos. ¿Es esto bueno o malo? De momento dejémoslo sin respuesta, ya que eso será motivo de nuestra conversación más adelante. Aquí limitémonos a la conveniencia de advertir que los defectos, como quiera que sea, reavivan el cristal. Gracias a la presencia de defectos el cristal pone al descubierto su «memoria» sobre sucesos en los cuales participó a su debido tiempo; los defectos ayudan al cristal a «adaptarse» al medio ambiente, definen su «sensibilidad» frente a las acciones externas....

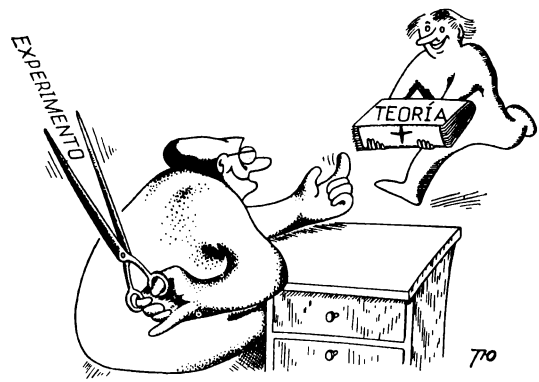
En el presente libro quisiera hablar sobre el cristal vivo, como lo percibe el físico, introducir su contenido físico en multitud de imágenes antropomórficas, colindantes con el concepto «cristal».

Primordialmente, la obra se dedica a la física del cristal real. Hablando de ella no intentaré mantener un punto de vista determinado, ya sea el que pudiera corresponder al experimentador, teórico, tecnólogo, o al historiador. Como cualquier otro problema científico, el que atañe al «cristal vivo» es multifacético y no soporta un punto de vista limitado. Pero si el lector descubre que alguno de los aspectos del problema está tratado en el libro peor que otros, confío en que sabrá interpretarlos correctamente, tomando en cuenta las peculiaridades de la experiencia personal del autor.

Al trabajar en los esbozos de este libro, procuré no perder la ocasión oportuna para atraer la atención del lector a las situaciones conflictivas, que, de manera inexorable, surgen en la ciencia en desarrollo entre la teoría y el experimento. No se trata de contradicciones entre un experimento, a ciencia cierta, erróneo y la teoría, ni tampoco del desacuerdo entre una teoría evidentemente disparatada y el experimento. Situaciones seme-

jantes con seguridad deberán incluirse en el rango de historias escandalosas y no entre las contradicciones auténticas, fecundas que son en verdad las que acompañan y coadyuvan al desarrollo de la ciencia real.

La interacción que se establece entre el experimentador y el teórico, con frecuencia, porta en sí el sello del conflicto. Una de las múltiples



formas en que se expresan esas relaciones mutuas referidas a nuestros dos personajes, la ilustró magníficamente el pintor S. Tiunin. En su dibujo, a petición mía, para mayor claridad se escribieron dos palabras: experimento y teoría. Claro está que, como me dijo un amigo mío físico teórico, las tijeras, a menudo, van a parar a las manos del teórico y no a las del experimentador.

Así pues, el conflicto.

No antagónico, pero al fin y al cabo, conflicto. El teórico predijo, sin embargo, el experimentador comprobó que el primero lleva razón sólo en parte, que la teoría deberá puntualizarse, es decir, que las simplificaciones del cuadro real, propuestas por el teórico al trazar su teoría, de manera notoria tergiversan el fenómeno. O, por el con-

trario, el teórico demuestra mediante cálculos, que el experimentador emprende la búsqueda de un determinado fenómeno en condiciones que no corresponden a aquellas donde dicho fenómeno pueda observarse con nitidez.

En la historia de las investigaciones del «cristal vivo» se registran un sinnúmero de contradicciones semejantes entre el teórico y el experimentador. No olvidaré mencionarlas.

Algo sobre simulación

La rigurosa lógica formal, basada en estructuras internas no contradictorias, en alianza con el experimento posee el derecho excepcional de constituirse en demostración. Sin embargo, en el difícil camino hacia el saber casi todo el mundo siente la necesidad de una cierta imagen, un cuadro visible, un modelo simplificado. Bien pudiera ser que exagere un poco, pero me parece que uno de los componentes básicos del talento, tanto en el alumno como en el pedagogo o el científico, consiste en la habilidad de idear, con arreglo al caso concreto, modelos, imágenes y analogías, capaces de explicar el fenómeno y profundizar en su conocimiento.

Todo trabajo creador del físico-teórico, por regla general, comienza por idear un modelo especulativo del fenómeno a estudiar. El teórico, empujado por la percepción material del mundo, imbuido de intuición y valiéndose de la reserva acumulada de imágenes y analogías, así como del conocimiento de las leyes fundamentales de la naturaleza, según el pensamiento de Ya. I. Frénkel, uno de los más destacados teóricos soviéticos, abordará el fenómeno de la misma manera en que el caricaturista se enfrenta con el modelo que va a representar. Si tanto el teórico como el caricaturista tienen talento, sus procedimientos crea-

tivos serán similares: se precisa rechazar los rasgos secundarios del fenómeno o modelo, acentuando sin equívoco aquellos rasgos sin los cuales tanto el uno como el otro son inconcebibles. No recuerdo dónde leí (o quizá lo haya oído) un giro fraseológico muy similar al refrán sabio y popular «comprender significa perdonar», en cuyo enunciado se sustituyó la última palabra por «simplificar», o sea: ¡«Comprender significa simplificar»! En el curso de nuestros razonamientos será oportuno recordar esta frase.

La comprensión auténtica, por lo común, llega cuando se derrumban los andamios levantados de complejas fórmulas y de estructuras lógicas multietápicas, surgiendo la verdad al descubierto en toda su sencillez. Borís Pasternak escribió, al respecto, una sabia cuarteta:

> Acostumbrados a todo lo que tiene afinidad,
> conociendo bien el futuro de la vida corriente,
> al fin se puede arribar a una absurdidad,
> logrando una sencillez sin precedente.

Es evidente que el poeta tiene en cuenta no la sencillez correspondiente al primitivismo precedente a toda una montaña de difíciles y complejas fórmulas, experimentos exactos, conclusiones erróneas casuales, sino la sencillez que se encuentra al otro lado de la montaña, liberada de amontonamientos y cuestiones secundarias. Esa sencillez es la recompensa obtenida por haber superado la montaña.

En ocasiones el modelo suele surgir por analogía: en el nuevo fenómeno se descubren rasgos de algo ya conocido y surge una cierta claridad, o dicho con más exactitud, se da un paso en el camino hacia ella. Este paso puede consistir en una palabra «modelo» encontrada oportunamente, que emparienta lo desconocido con algo desde hace mucho conocido, habitual, que se percibe

de manera material y figurada: todo *un bosque* de dislocaciones, *un campo* de tensiones, *una onda* elástica

Tal vez, el lenguaje del físico científico contemporáneo sea tan rico en imágenes como el del poeta. Algunas veces, si del discurso de un físico se eliminasen los términos profesionales, puede parecer convertido en poesía... En fin, no hay por qué extrañarse puesto que tanto el pensamiento del físico como la inspiración del poeta se alimenta de una misma fuente — la naturaleza.

Además de modelos especulativos, en la ciencia caben también análogos simplificados palpables de objetos que existen en la realidad. He aquí algunos ejemplos: el modelo de un cristal en forma de cinta de papel que, al estirarla, se rompe de la misma manera que lo hace el cristal real..., o en forma de un cordón de goma, que posee elasticidad de modo similar a como la tiene el cristal real.

¿Son demasiado diferentes sustancias: el papel, el cordón de goma y el cristal? ¡Sí! ¡Muy diferentes! No obstante, pueden hallarse propiedades que los asemejan y que pueden servir de base para crear un modelo.

¿Cómo deberá ser el modelo? ¿Qué se le puede pedir y qué habrá que exigirle? Se le puede pedir ayuda. Se le puede exigir, por lo menos, que posea parte de la verdad sobre el fenómeno. En la vida mantenemos una actitud despectiva ante la semiverdad, en cambio, por lo que respecta al modelo la «semiverdad» es un elogio excelente.

Refiriéndonos al modelo solemos emplear las palabras «está obligado». Pues bien, en verdad, está obligado a ser evidente sin dejar lugar a dudas; ser comprensible sin comentarios agotadores, además, mejor sería que no hiciesen falta los comentarios, si su evidencia es tan nítida que casi cobra la fuerza de prueba material. El modelo

tiene que saber ayudar a la lógica tendiente a una comprensión tal que sea digna de llegar a constituirse en conocimiento auténtico. La física conoce multitud de modelos expresivos y elocuentes, la física de los cristales, en particular.

¿Qué vamos a modelar? ¡El cristal real! ¿Y qué significa el «cristal real»? Esto significa un gran conjunto de átomos o moléculas iguales que se encuentran distribuidos según un orden riguroso en las tres dimensiones del espacio, conformando la red cristalina. Sólo que en algunos lugares del cristal, esa ordenación severa se altera de manera diversa y esas perturbaciones significan la presencia de defectos. Otra característica muy importante del cristal consiste en que los átomos que lo integran actúan recíprocamente. El por qué y de qué modo interaccionan, lo dejamos para después, ahora tan sólo constataremos una verdad incuestionable: ¡actúan recíprocamente! Puesto que de no ser así no se trataría del cristal, tendríamos un gas compuesto de átomos en movimiento desordenado, mientras que nosotros estamos hablando del cristal. La presencia de un cierto orden en el cristal es consecuencia directa de la interacción de los átomos que lo componen.

El modelo «muerto» (bloqueado) del cristal puede estructurarse del modo siguiente: uniendo entre sí bolitas de madera o arcilla mediante alambritos rectos. Las bolitas fungen como átomos, los alambritos son los símbolos de los enlaces de la acción recíproca bloqueada entre los átomos. El bloqueo de la interacción es lo que transfiere al modelo inmovilidad (muerte). En semejante modelo, átomos de diversas clases se representan con bolitas de distinto tamaño y color, además se colocan a diferentes distancias por medio de alambritos de distinta longitud. Se trata de un modelo sensato y muy útil que, aún

cuando habla del cristal, no cuenta ni mucho menos, toda la verdad, pero sólo dice verdades, no falsea. En él no existe movimiento alguno de los átomos, sin embargo, están nítidamente reflejados tanto el orden, como la alteración del mismo en la disposición. El modelo bloqueado del cristal es un magnífico ayudante cuando se necesita representar de manera visible la posición espacial de los átomos. Precisamente este tipo de modelo — bolitas y alambres — permitió obtener uno de los más relevantes descubrimientos del siglo XX, a saber, fijar la estructura de la molécula ADN. Esto es un gran mérito del modelo «bloqueado» en el cual la interacción de los átomos, en el sentido estricto de la palabra no existe: ¡las bolitas de arcilla resultan indiferentes entre sí! ¡Las de madera, también!

Al analizar muchos de los procesos que acontecen en el cristal real es importante saber simular, no sólo la disposición mutua de los átomos, sino además su interacción. Los físicos aprendieron a hacerlo, simulando el átomo en el cristal, sustituyendo la bolita de arcilla por.... ¡una pompa de jabón! Nosotros recurriremos, en más de una ocasión, a este modelo tan bonito.

Para crear modelos físicos palpables sirve todo aquello que contribuya a facilitar el camino hacia la claridad: tan buena es la arcilla como la pompa de jabón. También son aptas las hojas de papel, las bolitas metálicas o los tubos de goma...

Tanto modelos palpables, como especulativos o verbales, serán nuestros compañeros a lo largo de todo el libro, por cuya razón creímos conveniente hablar sobre ellos de modo especial.

CAPÍTULO I

Rasgos indispensables de vida del cristal

Hablando en propiedad, todo el libro titulado «El cristal vivo», deberá contener en plenitud descripciones sobre los más diversos rasgos de vida del cristal. Los cristales poseen una vida polícroma, sin embargo, no todo cristal está obligado a reflejar todos los colores. Algunos rasgos de vida, sea dicho de paso, pueden no detectarse en el cristal por una causa sencilla y contundente: esos rasgos no le son inherentes. En cambio, existen rasgos indispensables sin los cuales el cristal es inconcebible. En primer lugar, si el cristal se encuentra a cierta temperatura finita, los átomos o moléculas que lo integran están obligados a realizar oscilaciones térmicas. Digamos mejor así: están obligados a participar en un movimiento colectivo oscilatorio de todo el conjunto de átomos que componen el cristal. La intensidad de este movimiento crece a medida que aumenta la temperatura. En segundo lugar, los átomos, además, tendrán que participar también en otras oscilaciones, cuya intensidad no depende de la temperatura. Como vemos, la estructura de la naturaleza no es nada sencilla: los átomos en el cristal tienen que supeditarse simultáneamente a dos diferentes leyes, las cuales exigen que los átomos oscilen complaciendo a cada una de ellas. En propiedad, participan

en un movimiento vibratorio, pero en las zonas de altas y bajas temperaturas convendrá hablar sobre dicho movimiento supeditándolo a diferentes leyes. En tercer lugar, los átomos en el cristal, sometiéndose a las leyes de la termodinámica, están obligados a deambular por el retículo, en ocasiones modificando sus posiciones sedentarias temporales. Dicho simplemente, deberán difundirse. Existe un cuarto lugar: todos los electrones presentes en el cristal, tendrán que moverse continuamente. Se podría seguir hablando de un quinto, sexto lugar...

El hombre descifró aquellas leyes de la naturaleza a las que se supeditan los cristales, descubriendo distintos «rasgos de vida». Aquí quisiera expresar mi admiración ante la sabiduría y clarividencia de las personas que descifraron dichas leyes, pero quizá a tiempo acude a mi mente, a manera de advertencia, la idea del insigne físico Richard Feynman. En una de sus obras escribe: «...no hablemos de lo inteligentes que somos por haber descubierto esa ley, sino digamos qué sabia es la naturaleza al atenerse en rigor a ella».

Al mencionar los diversos rasgos de vida del cristal, lo hacemos acompañándolos con el adjetivo «indispensables». El esbozo del I capítulo persigue analizar estos rasgos indispensables de vida que se manifiestan de manera obligatoria en el cristal.

El modelo: conjunto de pompas

Comenzaremos este capítulo hablando sobre un sabio y hermoso modelo del cristal. A lo largo del libro nos será útil multitud de veces.

Sobre el modelo del cristal bloqueado, o quizá sea más correcto decir sobre el modelo bloqueado del cristal, hace poco hemos hecho mención: las

bolitas de madera cumplen el papel de átomos, mientras que los alambritos de unión fungen como símbolos de enlace de la interacción existente. Aquí haremos referencia al modelo del cristal en el cual la interacción entre los átomos no está congelada (bloqueada). Es conveniente describirlo y después utilizarlo, puesto que de modo admirable ilustra (o dicho de otra manera: transmite, refleja) la estructura del cristal real y los defectos que contiene. Este modelo no es nuevo. Fue ingeniado por el famoso cristalofísico L. Bragg ya a comienzos de los años 40 de nuestro siglo, realizado después por el mismo junto con sus colaboradores *D.* Nye y V. Lomert. Por tanto, lo llamaremos: modelo BNL (Bragg—Nye—Lomert).

Tal vez, el corolario más importante de la interacción entre los átomos en el cristal se desprende de inmediato del hecho más simple, consistente en que la distancia entre dos átomos vecinos en el cristal, a temperatura constante, posee una magnitud determinada por entero. Es el resultado del experimento, *sancta sanctórum* de la ciencia sobre el cristal. Se trata, según se sobreentiende, de la distancia entre las posiciones alrededor de las cuales los átomos realizan oscilaciones. Una distancia *determinada* significa que si intentamos aumentarla artificialmente, los átomos resistiéndose a ello se atraerán uno a otro, mientras que si probamos a reducirla, los átomos se repelerán, tendiendo a restablecer entre sí la distancia determinada. Cuando los átomos distan cierta magnitud (precisamente la que llamamos *determinada*), las fuerzas de atracción y repulsión resultan iguales en cuanto a su valor. A esa misma distancia se encuentran ubicados los átomos en la red cristalina.

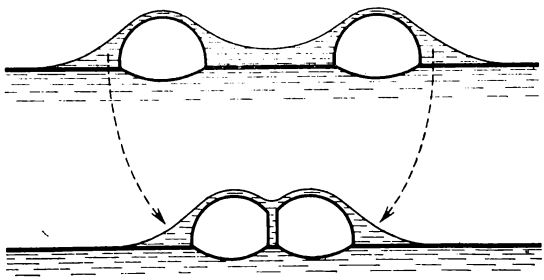
Así pues, tan sólo del hecho de que exista dicha distancia *determinada* entre los átomos se infiere que la interacción entre ellos tiene rasgos

tanto de atracción, como de repulsión. Como base de estas dos tendencias contrapuestas en la interacción sirven las fuerzas de origen eléctrico. En cristales de diferente tipo se manifiestan de manera distinta: de un modo en los metales, de otro en los dieléctricos y de otro muy distinto en los cristales semiconductores. Silenciando algo, no insinuaré la esencia de esas diferencias, ni tampoco me detendré a hablar de ellas en detalle. Aquí bástenos con saber que la interacción entre los átomos del cristal tiene rasgos tanto de atracción, como de repulsión al mismo tiempo.

Sería muy bueno ingeniar un procedimiento de simulación que pudiera transmitir la competencia entre las fuerzas de atracción y repulsión, lo que significaría no bloquear la interacción de los átomos en el cristal. ¡Eso fue lo que hicieron los autores del modelo BNL! En calidad de elementos constructivos para el modelo recurrieron a pompas de jabón, pequeñas, absolutamente iguales, dispuestas en una capa sobre la superficie de agua jabonosa, en vez de emplear las acostumbradas bolitas de arcilla o madera. Una balsa flotante de pompas es la que constituye el modelo del cristal. En un área de 100 cm^2 se puede disponer una balsa integrada por más de diez mil pompas con un diámetro de 1 mm. Esta resulta ser del todo un «cristal» bidimensional macroscópico, por medio del cual se podrá simular mucho de lo que acontece en el cristal real.

El modelo BNL se puede crear con sencillez. Para eso se precisan instrumentos muy simples: un plato, la aguja de una jeringa, una cámara de balón para voleibol y una abrazadera mediante la cual se pueda, con diferente fuerza, oprimir el tubo-apéndice de goma de dicha cámara. El plato deberá llenarse, casi por entero, con agua saturada de jabón, añadiéndole unas cuantas gotas de glicerina, para que las pompas que suban

a la superficie del agua resulten estables. Es necesario inflar la cámara, oprimir su apéndice y colocar en éste la aguja de la jeringa. Claro está no por el extremo de punta. Si acto seguido colocamos la aguja debajo de la superficie del agua, aflojando un tanto la abrazadera, de la aguja una tras otra comenzarán a salir porciones de aire estrictamente iguales, las cuales se



Cuando dos pompas de jabón se aproximan, la masa del agua que levantan decrece.

transformarán en pompas de jabón también iguales. En este esbozo trataremos sobre la acción mutua entre las pompas que simulan los átomos. Sobre la interacción de los átomos, que integran el cristal, hablaremos en el siguiente párrafo.

Las pompas de jabón no son indiferentes una respecto a la otra. Dos pompas de jabón separadas en la superficie del agua se atraen, pero al entrar en contacto, en cierta medida, se repelen una a la otra.

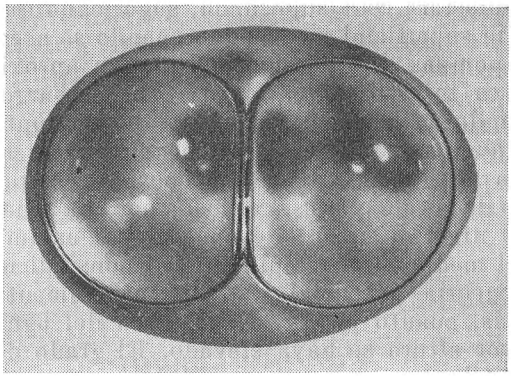
Intentemos comprender el origen de la fuerza atractiva. Es indudable la siguiente afirmación: la fuerza surge a causa de que el acercamiento de las pompas va acompañado con la disminución de la energía excesiva vinculada a ellas. Para comenzar podríamos suponer que dicha energía se relaciona con la superficie de las pompas. La

lógica aplastará esta suposición, sugeriendo que la energía superficial no mengua cuando se acercan las pompas, lo que significa que su aproximación es injustificable. Existe, sin embargo, un sumando en la energía excesiva del conjunto de dos pompas, que resulta dependiente de la distancia entre ellas. El hecho consiste en que cada una de las pompas está rodeada por una zona, donde el nivel de agua se encuentra por encima del nivel medio en el recipiente. Por consiguiente, la energía potencial del sistema aumenta tanto más, cuanto mayor sea la masa del agua y a mayor altura se haya elevado. El grado de ascenso del agua decrece a medida en que se aleje del centro de la pompa. Si las pompas distan no mucho una de otra, de manera que las zonas donde el líquido se ha elevado alrededor de cada pompa, dichas zonas parcialmente se solapan, es decir, su acercamiento resulta ventajoso, ya que en este caso disminuye la masa del líquido elevado y, por lo tanto, también la energía potencial excesiva relacionada a ella. En los dibujos esto se ilustra de manera cualitativa y clara.

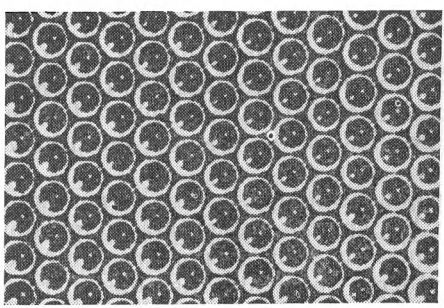
Después de que las pompas entren en contacto, la fuerza que las oprime aumentará la presión del gas contenido en ellas y, por consiguiente, surgirá cierta fuerza repelente. Las dos fuerzas, tanto la atractiva, como la repulsiva, las hemos encontrado.

Así pues, conocemos ya el modelo BNL: una balsa bidimensional constituida por una gran cantidad de pompas jabonosas idénticas, cuya interacción no está bloqueada y refleja la atracción y repulsión entre los átomos en los cristales reales.

En el modelo BNL no existe la periodicidad espacial de las estructuras reales, la balsa bidimensional puede poseer sólo la estructura de



Aspecto de dos pompas de jabón que se abollan al entrar en contacto.



Sector de un modelo, constituido por pompas de jabón, perteneciente a un cristal bidimensional sin defectos. Aumento 6.

empaquetamiento compacto, semejante a la de un entarimado armado con losas hexaédricas. En esto residen las insuficiencias del modelo. En contraposición a ellas se enfrenta una relevante ventaja: en el modelo se simula la interacción entre los elementos que integran el cristal.

No reprochemos al modelo sus debilidades, las que hemos expuesto y otras más que han quedado silenciadas. Agradezcamos en él sus aspectos fuertes.

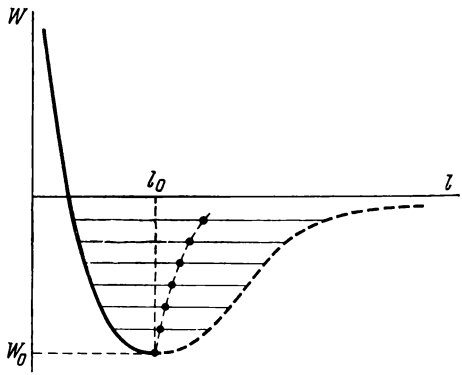
Interacción de los átomos

Siguiendo las huellas frescas del esbozo anterior, aprovechemos el modelo BNL para conversar sobre la interacción real de los átomos que componen el cristal.

Ya sabemos que la interacción, es decir, la competencia entre las fuerzas atractiva y repulsiva de los átomos, condiciona la existencia de cierta distancia determinada entre ellos, l_0. Puntualicemos qué se entiende por «interacción», siguiendo la dependencia de dicha interacción W respecto a la distancia l entre los átomos. Cuantitativamente está claro que si pudiésemos alejar los átomos, uno respecto del otro, a una distancia infinita, la energía de interacción se anularía. Dicho de otra manera, los átomos alejados al infinito uno de otro no se conocen y, por esa razón, no interaccionan. Hablando en propiedad, está claro que por mucho que nos afanemos por forzar el acercamiento de los átomos vecinos, nunca lograremos que coincidan, lo que significa que a medida de disminuir la distancia entre los átomos hasta anularla, la energía repelente entre ellos deberá tender al infinito. Es cierto que, siendo muy elevada la presión que los oprime, los átomos pueden «aplastarse». Es eso en rigor lo que ocurre cuando, bajo una presión de millones de atmósferas, el cristal de hidrógeno se metaliza: los átomos aplastados de hidrógeno entregan su electrón «personal» en usufructo colectivo.

Cualitativamente también se evidencia con claridad que para excluir la interacción de átomos

vecinos, que se encuentran a la distancia «equilibrada» $l = l_0$, o sea, separarlos a una distancia infinita, se requerirá gastar una energía del todo determinada. Esto significa que, siendo $l = l_0$, la energía $W = W_0$ será negativa: es precisamente ella la que caracteriza la estabilidad de los enlaces en el cristal. Cuanto mayor sea el valor



Cambio de la energía de interacción de dos átomos en función de la distancia entre ellos.

negativo de W_0, tanto más sólidos serán los enlaces entre los átomos, tanto mayor energía deberá gastarse para que el cristal se evapore. Ya que evaporar el cristal significa separar los átomos que lo integran al infinito, es evidente que la energía W_0 se constituye en la medida del calor de vaporización.

Ahora ya podemos trazar la curva de variación de W respecto a l. El carácter de la dependencia entre la energía de interacción de los átomos y la distancia entre ellos, que se ilustra en la figura, los físicos lo denominan «potencial de interacción». Este concepto es la característica fundamental del cristal.

Sigamos deduciendo corolarios del hecho de que existe la *determinada* distancia entre los átomos. Puesto que l_0 y W_0 son magnitudes por entero determinadas y finitas, que además, al alejar los átomos su energía de interacción adquiere los valores nulos siendo $l = \infty$, la curva $W(l)$ resultará asimétrica respecto a la recta que pasa por el punto $l = l_0$. ¡Es éste un corolario muy importante! Porque eso significa que a medida de elevar la temperatura, lo que conlleva a incrementar la energía térmica de los átomos, crece no sólo la amplitud de sus oscilaciones, sino que también se desplaza el centro, en torno al cual transcurren esas oscilaciones, en dirección a los valores de l más altos, es decir, aumenta la distancia «equilibrada» entre los átomos. Dicho de manera simple, ¡tiene lugar la dilatación térmica del cristal! En la figura este hecho se representa por una línea que está trazada atravesando los centros de los segmentos iguales a las amplitudes de las oscilaciones de los átomos.

Aquí, conviene centrar la atención del lector en que tanto los razonamientos aducidos, como el dibujo que los ilustra, se refieren al caso cuando interaccionan tan sólo dos átomos, de los cuales uno se fija sólidamente en el origen de las coordenadas. En el cristal real todo resulta más complejo, puesto que en él existen varios vecinos próximos y no se dispone de «origen de las coordenadas» alguno. No obstante, los razonamientos expuestos transmiten de manera correcta la física de los fenómenos examinados. Adviertan que del simple hecho de que existe el cristal, la lógica de modo natural nos condujo a la necesidad de su dilatación con el aumento de la temperatura.

El coeficiente lineal de dilatación térmica γ, evidentemente, deberá relacionarse con las magnitudes que definen también otras propiedades

y características del cristal. Se puede, por ejemplo, esperar que cuanto más sólido sea el enlace de los átomos en el cristal, es decir, cuanto mayor sea el módulo de elasticidad E, tanto menor será la magnitud de γ. Es evidente que la última frase deberá percibirse no como prueba de la existencia de una estricta ley, sino tan sólo como el enunciado que supone su existencia. Ahora intentemos convencernos con mayor rigor de que en verdad existe semejante ley. Nuestros conocimientos son ya suficientes para calcular el coeficiente lineal de dilatación térmica γ.

Este se determina así:

$$\gamma = \frac{\Delta L}{L_0 \Delta T} = \frac{\varepsilon}{\Delta T},$$

donde $\Delta L = L - L_0$, es el alargamiento de cierta dimensión L_0 del cristal después de haberlo calentado en ΔT grados. En cumplimiento del papel de la magnitud L, en particular, puede actuar también la distancia entre los átomos.

El cambio relativo de la distancia entre dos átomos, al calentar el cristal, se supedita a la ley de Robert Hooke, o sea, transcurre bajo la acción de la tensión efectiva $\sigma = \varepsilon E$. Precisamente el módulo de elasticidad caracteriza la solidez del enlace de los átomos en el cristal: para un enlace más sólido, mayor módulo. Nuestra tarea, por lo tanto, se reduce a comprender el origen y a valorar la magnitud σ y, por consiguiente, ε y después también γ.

El programa está claro, cumplirlo no es difícil. Cuando calentamos el cristal a ΔT grados, cada uno de sus átomos recibe una energía suplementaria del movimiento térmico $k\Delta T$. Aquí k es conocida, desde el banquillo escolar, como la constante de Ludwig Boltzman. En caso de que esa energía se gaste únicamente para aumentar la distancia entre los átomos vecinos, entonces por

lo visto se podrá razonar del modo siguiente. Por una parte, la energía suplementaria es igual a $k\Delta T$. Por la otra, se la puede concebir como el resultado de multiplicar el volumen, correspondiente a cada átomo, ω, por aquella tensión efectiva σ, a cuya acción está sometido el átomo. Aquí yo no demostraré esto en rigor, sólo me limito a llamar la atención del lector en el hecho de que si se multiplica el volumen, que posee dimensión de cm^3, por la tensión con dimensión de ergio/cm^3, entonces se obtendrá ergio, es decir, en realidad energía. Así pues, de la condición $k\Delta T \approx \sigma\omega$ se deduce que $\sigma \approx k\Delta T/\omega$. Por lo tanto,

$$\gamma = \frac{\sigma}{E\Delta T} \approx \frac{k}{E\omega} \sim \frac{1}{E}.$$

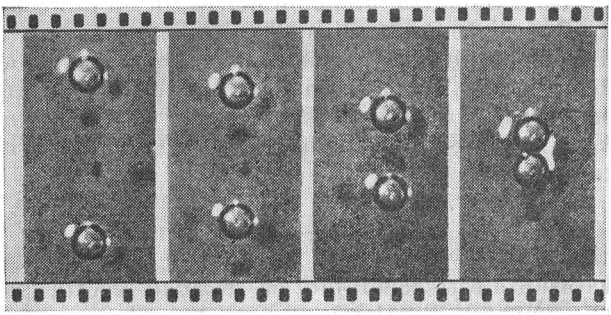
El asunto está concluido, en realidad resulta que al aumentar E, disminuye γ. Ya que para los metales $E \approx 10^{12}$ ergio/cm^3, $\omega \approx 3 \cdot 10^{-23}$ cm^3 y la constante de Boltzman $k = 1{,}38 \cdot 10^{-16}$ ergio/K entonces $\gamma \approx 4 \cdot 10^{-6}$ K^{-1}. Esta magnitud es muy próxima a la que se puede encontrar en las tablas de consulta.

Podemos imaginar al teórico sabio que pudiera desarrollar la lógica expuesta antes de observar la dilatación térmica de los cuerpos sólidos y, de esa manera, llegara a pronosticarla. En la realidad, sin embargo, los acontecimientos tuvieron lugar en el orden inverso. La dilatación térmica no pudieron dejar de observarla incluso los hombres primitivos, pero sus «teóricos», a ciencia cierta, no poseían la sutileza en cuanto a potenciales de interacción.

Dejemos de lado los razonamientos y probemos simular la interacción de los átomos. Todo el curso de la dependencia existente entre la energía de interacción y la distancia entre los átomos, resulta difícil simularlo, en cambio aquella par-

te suya que corresponde a la atracción de los átomos y que en la figura anterior aparece con línea de trazos podemos simularla con facilidad y sencillez sirviéndonos del modelo BNL.

Para nuestra simulación tenemos que crear con ingenio tan sólo dos pompas de jabón iguales



Sucesión de fotogramas que ilustran el acercamiento de dos pompas de jabón en la superficie del agua. Aumento 6.

que se encuentren a cierta distancia una de otra. Resulta cómodo realizar el experimento con pompas cuyo diámetro sea de 1—2 mm.

Las pompas separadas, sin nuestra intromisión, al principio muy lentamente, pero después de manera acelerada, se moverán al encuentro una de otra, hasta que choquen. Las pompas, al chocar, contactan no en un punto, sino que se abollan una a la otra. Esto se ve muy bien en el dibujo que aparece en la pág. 22.

Resulta (precisamente así: ¡resulta!) que al cambiar la distancia entre las pompas, la energía de su interacción varía según una ley muy próxima a aquella a la cual se supeditan los átomos en los metales. Observando a continuación cómo cambia la velocidad de aproximación de dos pompas iguales, al disminuir la distancia entre

ellas, se puede establecer el curso de la dependencia inherente a las mismas $W(l)$. Así resulta que la dependencia $W(l)$ para las pompas con diámetro ≈ 1 mm, casi es la misma que para los átomos de níquel. Aquí se trata, evidentemente, no de la coincidencia cuantitativa de las curvas, sino de su curso. Según mi parecer, ¡esto es muy interesante!

El descubrimiento de Dulong y Petit

En la historia de la física el año 1819 está catalogado por una proeza: los científicos franceses Pierre-Louis Dulong y Alexis Thérèse Petit publicaron los resultados de sus experimentos para medir la capacidad calorífica de los sólidos. Sintetizando esos resultados formularon una ley fundamental, según la cual el producto obtenido al multiplicar la capacidad calorífica de un gramo de sustancia en estado sólido por su masa molar es una magnitud casi idéntica para todas las sustancias, no depende de la temperatura y es de manera aproximada igual a seis calorías. O dicho de otra manera, la capacidad calorífica calculada por mole para todas las sustancias es la misma: 6 cal/ (mol·K). Las prudentes palabras «casi» y «aproximada» en nada desmerecen el significado de la generalización. Esto quedará claro en todo lo que sigue.

De momento, es difícil reconstruir de manera segura el fondo sicológico que sirvió para llegar a este descubrimiento, pero pensamos que, una vez realizada tan amplia generalización, Dulong y Petit debieron quedar conmovidos ante su grandeza. Puesto que cada mole de cualquier sustancia contiene la misma cantidad de átomos, entonces el hallazgo de Dulong y Petit significa que para aumentar en un grado la temperatura de la sustancia sólida, cada

uno de sus átomos absorbe una misma cantidad de energía. No hay nada de asombroso en el hecho de que todos los átomos de dicho elemento sean equitativos: ¿por qué motivo, hablando en propiedad, tendrían que diferenciarse? Pero he aquí que ante la ley son iguales también los átomos de diferentes elementos y esto tenía que asombrar tanto a sus descubridores, como a sus contemporáneos.

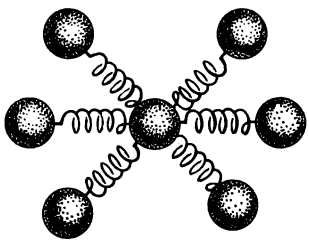
Para nosotros, que seguimos los destinos del cristal vivo, la ley de Dulong y Petit puede constituirse en fuente de conocimientos sobre cómo se mueven los átomos en el cristal, precisamente por esta razón hemos comenzado por hablar de la capacidad calorífica. Ya que el calor, absorbido por el cristal al calentarlo, se gasta para aumentar la intensidad en el movimiento calórico de los átomos.

Hagamos un supuesto concreto sobre el carácter del mencionado movimiento e intentemos justificar teóricamente la ley de Dulong y Petit. Se podría estructurar la lógica en orden inverso: partir de la ley de Dulong y Petit y esforzarse por comprender a qué carácter del movimiento de los átomos corresponde. Empleemos la primera posibilidad.

Supongamos que cada átomo en el nudo de la red cristalina oscila, a la manera del péndulo, independientemente de sus vecinos próximos y, con mayor razón, de los lejanos. Utilicemos el siguiente modelo del cristal y el movimiento calórico que en él tiene lugar. Imaginemos el átomo en forma de una bola ponderal, fijada en tres pares de muelles mutuamente perpendiculares, así como se muestra en la figura. Los tres pares de muelles simbolizan la circunstancia de que el átomo puede oscilar en tres direcciones mutuamente perpendiculares. Los físicos dicen así: el átomo posee tres grados de libertad independien-

tes. Así pues, aceptamos el modelo: el cristal como el conjunto de péndulos de «tres muelles», dispuestos regularmente, cada uno de los cuales es, en esencia, el conjunto de tres osciladores.

Antes de que este modelo sirva como base para calcular la capacidad calorífica, es necesario determinar la energía del péndulo oscilante. Prescindiendo del valor de dicha energía, se puede afirmar que durante un período oscilatorio del



Modelo, compuesto por péndulos con muelles, que ilustra las oscilaciones de los átomos en el retículo.

péndulo, su magnitud deberá conservarse invariable, le obliga a ello la ley de la conservación de la energía. En la frase anterior se cita «un período» tan sólo porque cualquiera de sus períodos se encuentra, en la misma medida, bajo el dominio de la ley de la conservación de la energía. En el péndulo oscilante, de manera consecuente, tiene lugar la transformación de la energía cinética en potencial y viceversa, con la particularidad de que durante un período, por término medio, cada una de estas energías resulta igual a $kT/2$, siendo su suma la energía total del oscilador $W_0 = kT$, donde k es la constante de Boltzman que ya conocemos.

En el cristal, cuya masa sea igual a la molar, se dispone de N átomos, es decir, $3N$ péndulos, donde $N = 6 \cdot 10^{23}$ mol^{-1}, el llamado número de

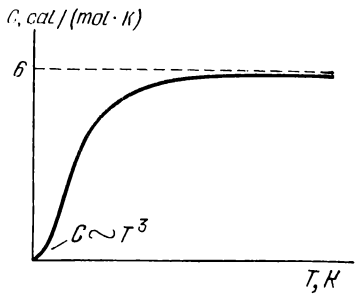
Avogadro. Puesto que la energía térmica media de cada uno de los átomos es W_0, entonces la energía térmica contenida en el cristal será $W = 3NkT$. Conociendo la energía W, con facilidad podemos determinar la capacidad calorífica del cristal: $C = W/T = 3Nk$. Si utilizamos los valores conocidos de N y k, teniendo en cuenta además que una caloría es igual a $4{,}2 \cdot 10^7$ erg, resulta sencillo constatar que la fórmula anterior significa: ¡$C \approx 6$ cal/(mol·K)!

Un éxito serio: hemos concebido un modelo elemental del movimiento térmico en el cristal y obtuvimos la ley de Dulong y Petit. Leamos nuestro resultado de una manera un tanto diferente: la ley de Dulong y Petit, que concuerda con nuestro cálculo y se confirma por el experimento, corrobora que, por lo visto, nosotros comprendemos correctamente el carácter del movimiento térmico de los átomos en el cristal, que plasmamos en nuestro modelo.

Todo lo dicho es verdad, si bien no toda la verdad. Quisiera expresarme así: sólo la parte de la verdad correspondiente a la «alta temperatura». El quid de la cuestión reside en que aún ni siquiera habían transcurrido diez años, después del descubrimiento de Dulong y Petit, cuando se detectó que algunas de las sustancias refractarias, por ejemplo el diamante, no se supeditaban a la mencionada ley. Es más, con posterioridad se estableció que la capacidad calorífica de semejantes sustancias no es constante, como lo predecía la ley de Dulong y Petit, sino que aumenta al elevar la temperatura, tendiendo a aquel valor ya previsto por la ley.

Al cabo del tiempo, cuando se aprendió a experimentar en el terreno de las bajas temperaturas, se puso en claro que la particularidad aducida en el comportamiento de las sustancias refractarias, en rigor, deja de ser una particulari-

dad, todo lo contrario, se constituye en norma para todas las sustancias. Dicha «particularidad» fue advertida por primera vez en las sustancias refractarias tan sólo por el hecho de que la temperatura «ambiente», en comparación con su temperatura de fusión, es baja. La ley de Dulong y Petit, cuando fue descubierta se asemejaba a una revelación, sin embargo, al comprobarla



Variación de la capacidad calorífica de la red cristalina en función de la temperatura.

resultó ser tan sólo cierta parte de la verdad, en concreto, ¡su parte concerniente a la «alta temperatura»!

Apartémonos de aquel sentimiento de desilusión que, por lo visto, sintió Dulong (Petit abandonó la vida casi de inmediato después de haber sido descubierta la ley). Cerremos por ahora los ojos frente a la verdad correspondiente a la «baja temperatura» y reflexionemos minuciosamente sobre el descubrimiento de los físicos franceses: esa verdad respecto a la «baja temperatura» no minimiza la justeza de la ley de Dulong y Petit en la zona de altas temperaturas, donde esta ley puede emplearse para precisar las características del movimiento térmico de los átomos.

De la ley de Dulong y Petit, claro está con arreglo a aquella zona de temperaturas donde se

confirma por el experimento, se infiere que, participando en el movimiento térmico, los átomos en los nudos del retículo oscilan a semejanza de péndulos comunes. Hasta ahora nos conformábamos sólo con el conocimiento de la energía de estas oscilaciones. Pero pasemos a estructurar la teoría elemental de las oscilaciones de un átomo en el cristal y establezcamos la amplitud A y el período τ_0 de estas oscilaciones.

Simplifiquemos un poco el modelo del cristal. Supongamos que los átomos que rodean el átomo «solitario» elegido, no oscilan sino únicamente, interaccionando con el oscilante, definen las fuerzas atractiva y repulsiva que actúan sobre aquél, en correspondencia con el potencial de interacción entre el átomo «solitario» y los que lo rodean. Simplifiquemos aún más la situación real, admitiendo que el átomo en cuestión oscila sólo a lo largo de una determinada recta y no en las tres direcciones del espacio. Ateniéndonos a semejante modelo es evidente que el átomo oscilante en el nudo del retículo se puede mentalmente sustituir por un pesito que oscila en un muelle: el pesito representa el átomo, el muelle—el cerco elástico. Ya hemos recurrido, hace poco, a la ayuda del muelle.

¿No nos habrán alejado, las suposiciones y simplificaciones, demasiado allá respecto a las condiciones reales, en las que oscila el átomo *real* en el nudo de la red cristalina *real*? Al parecer, no. El muelle simula con acierto la presencia de la fuerza atractiva (cuando está estirado) y de la fuerza repelente (cuando está comprimido). El pesito simula bien el átomo, puesto que en nuestra tarea, estando dadas las fuerzas, del átomo se requiere tan sólo que posea una determinada masa y el pesito la tiene. Mientras que el hecho de que en el modelo elegido las oscilaciones transcurren a lo largo de una recta, prácticamente no

altera la esencia del fenómeno, ya que cualquier oscilación compleja puede representarse como la suma de oscilaciones lineales, por cierto, esa posibilidad ya la utilizamos cuando, explicando el descubrimiento de Dulong y Petit, supusimos que cada uno de los átomos participaba en tres oscilaciones rectilíneas.

Determinemos, en primer término, la amplitud de las oscilaciones del átomo. La energía potencial W_p del pesito oscilante, por lo visto, no deberá depender de que se desplace hacia la izquierda o derecha, respecto a su posición media, en que el muelle no se encuentra comprimido ni estirado. Esto significa que si por x designamos la magnitud de alejamiento del pesito respecto a la posición media, entonces $W_p \sim x^2$, puesto que $x^2 = (-x)^2$. La fórmula exacta tiene el siguiente aspecto:

$$W_p = \frac{\varphi}{2} x^2,$$

donde φ es una magnitud constante que caracteriza las propiedades elásticas del muelle. Esta magnitud define la fuerza que obra sobre el pesito por parte del muelle: $F = -\varphi x$.

Al desviar al máximo el átomo oscilante, respecto a la posición de equilibrio, es decir, al desviarlo a la magnitud de la amplitud de las oscilaciones A, como ya sabemos, toda la energía del átomo kT resultará acumularse en forma de energía potencial. Esto significa que

$$\frac{\varphi}{2} A^2 = kT$$

y, por consiguiente,

$$A = \left(\frac{2kT}{\varphi}\right)^{1/2}.$$

La fórmula obtenida es desagradable por el hecho de que en ella aparece una magnitud

desconocida φ. Por cierto, sin gran dificultad, ésta puede relacionarse con las características conocidas del cristal. Para lo cual el primer y segundo miembros de la fórmula, que define la fuerza F, los dividimos entre a^2, donde a es la distancia interatómica:

$$\frac{F}{a^2} = -\frac{\varphi}{a} \cdot \frac{x}{a}.$$

Es fácil observar que F/a^2 es la tensión que actúa sobre el átomo; x/a, el desplazamiento relativo del átomo. Si este desplazamiento es pequeño, la última fórmula es sencillamente la anotación de la ley de Hooke, mientras que la relación φ/a, tiene sentido del módulo de elasticidad E. Así pues, $\varphi = Ea$ y la amplitud

$$A = \left(\frac{2kT}{Ea}\right)^{1/2} \sim T^{1/2}.$$

De nuestro cálculo se desprende que la amplitud de las oscilaciones del átomo en función de la temperatura crece según la ley $T^{1/2}$. En los metales, para los cuales $E \approx 10^{12}$ dyn/cm^2, $a \approx 3 \cdot 10^{-8}$ cm, en la zona de temperaturas cercanas a la de fusión, la amlitud $A \approx 2 \cdot 10^{-9}$ cm y, por consiguiente, constituye unos cuantos porcentajes de la magnitud de la distancia interatómica. ¿Será esto mucho o poco? Claro está que es muy poco, si se tiene en cuenta la conservación de la red cristalina como tal, si se procura que las oscilaciones térmicas no relajen el cristal, privándole del orden en la disposición de los átomos. Para la amplitud de las oscilaciones de los átomos hallada, el cristal conserva su individualidad, aún no pierde los «rasgos de cristal».

Determinemos ahora el período de las oscilaciones del átomo. Si tenemos en cuenta sólo una valoración aproximada, hacerlo no resultará complicado. Cuando toda la energía térmica del átomo oscilante se transforma en su energía

cinética, el átomo se moverá con la máxima velocidad que se deduce de la condición

$$\frac{mv_{\text{máx}}^2}{2} = kT$$

y es igual a

$$v_{\text{máx}} = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}.$$

Admitiendo que $\tau_0 \approx A/v_{\text{máx}}$ y aprovechando la expresión para A, encontrada con anterioridad, hallamos que

$$\tau_0 \approx \left(\frac{m}{Ea}\right)^{1/2}.$$

Hicimos una tosca suposición al considerar que, durante todo el período de oscilaciones, el átomo se mueve con la velocidad máxima. Aquí se pone en claro que esto condujo a la pérdida del factor numérico 2π. La fórmula exacta cobra el siguiente aspecto:

$$\tau_0 = 2\pi \left(\frac{m}{Ea}\right)^{1/2}.$$

Hemos obtenido un resultado que contradice a la intuición: parece extraño que el período de oscilaciones del átomo en el retículo, prácticamente, no depende de la temperatura, quizá sólo en medida de la débil dependencia del módulo de elasticidad respecto a la temperatura. Aquí cabe advertir: no para todas las temperaturas, sino únicamente para las altas, en que es acertado todo lo expuesto en el relato. Ya que la masa del átomo es $m \approx 10^{-22}$ g, entonces $\tau_0 = 10^{-13} \ldots 10^{-12}$ s.

Así pues, hemos valorado las dos características fundamentales del movimiento del átomo en el cristal: la amplitud y el período de oscilaciones. Sus valores corroboran la gran vitalidad activa del átomo: éste en un segundo, sin variar

su posición sedentaria, realiza $n = 1/\tau_0 = 10^{12} \ldots$ $\ldots 10^{13}$ oscilaciones, recorriendo un camino, cuya longitud es $L = na = (10^{12} \ldots 10^{13}) \cdot 10^{-9}$ cm = $= 10^3 \ldots 10^4$ cm!

La historia de la ley de Dulong y Petit es una magnífica ilustración para una de las regularidades generales en el desarrollo de la ciencia: en su tejido figuran no sólo «terrones» culminados de la verdad, sino también aquellos «granos» de conocimientos que resultan ser tan sólo fracciones de la verdad.

Las teorías de Einstein y Debye

El descubrimiento de Dulong y Petit se jalonó como la primera etapa de la casi secular historia que aclaró la naturaleza de la capacidad calorífica del cristal. Las dos siguientes etapas están vinculadas con los nombres de los insignes físicos del siglo XX — Albert Einstein y Peter Debye. Sus logros se refieren a la teoría. Mientras que el estudio experimental de la capacidad calorífica, en el siglo XX, se llevó a cabo en una gran multitud de laboratorios.

El modelo de péndulos, que resultó aceptable al aclarar la ley de Dulong y Petit, Einstein no lo rechazó, es más, conservó la suposición respecto a su independencia y mantuvo la misma cantidad de péndulos: $3N$. Sin embargo, introdujo en el modelo una puntualización, en principio importante: los péndulos ya no son «clásicos», sino «cuánticos». Esto significa que, a diferencia de los «clásicos», ellos pueden cambiar su energía únicamente en porciones determinadas, «cuantos». La regularidad clásica «cuanto — tanto» que transmite la continuidad de los nexos entre las magnitudes, en este caso, resulta inconsistente.

A propósito, digamos algo sobre la regularidad «cuanto—tanto», que hemos llamado «clási-

ca». La cuestión está en que las diferentes magnitudes que caracterizan las propiedades de la sustancia y dependen una de otra, en la física clásica, o sea, «no cuántica», están relacionadas entre sí de manera que un ínfimo cambio en una de ellas, trae consigo una modificación pequeña de la otra. No surgen saltos ni peldaños, hay tan sólo variación continua: «cuanto — tanto».

La energía del péndulo cuántico (en nuestro caso se trata del átomo que oscila en el nudo de la red cristalina) se cuantiza en porciones, cuya magnitud es igual a $\Delta W = h\nu$, donde $h = 6{,}62 \cdot 10^{-27}$ erg·s, es la llamada constante de Planck; ν, la frecuencia con la que oscila el péndulo. Puesto que el péndulo atómico oscila con gran frecuencia $\nu \approx 10^{13}$ s^{-1}, resulta que $\Delta W \approx 6 \cdot 10^{-14}$ erg. El valor de ΔW es muy pequeño, éste sin embargo, a la temperatura ambiente ($T = 300$ K) es cercano a kT, es decir, a la energía total del átomo oscilante ($kT \approx 4 \cdot 10^{-14}$ erg) y, por lo tanto, la capacidad cuántica de absorción de energía por el átomo no puede dejar de reflejarse en sus características «personales», así como en las características del sólido, constituido por un conjunto de átomos: péndulos cuánticos.

La secuencia en los valores de la energía que puede poseer el átomo, al oscilar en el nudo de la red cristalina, según Einstein, conforma la «escalerilla energética». Sus peldaños distan uno de otro ΔW. La energía de un péndulo común (¡el pesito en el hilo!), es evidente, que también tiene que cuantizarse. No obstante, debido a que la frecuencia de oscilaciones que realiza el pesito en el muelle del péndulo es infinitesimal, comparada con la frecuencia del péndulo cuántico, el valor de ΔW, en el primer caso, resulta muy pequeño. He aquí un ejemplo concreto: un péndulo

cuya longitud del hilo es $l = 100$ cm y con una masa de $m = 10$ g, oscila con una amplitud de $A \approx 10$ cm. Su energía resulta $W \approx 5 \cdot 10^4$ erg y su frecuencia $\nu \approx 5 \cdot 10^{-1}\ s^{-1}$. Esta frecuencia está en correspondencia con la energía del cuanto absorbido y emitido $h\nu = 3 \cdot 10^{-27}$ erg. En comparación con la energía total del péndulo, esta magnitud es prácticamente nula y, por consiguiente, se puede considerar que la regularidad clásica «cuanto — tanto» entre la energía y la frecuencia en realidad no se altera.

La fábula sobre los péndulos clásico y cuántico se relataba con facilidad y rapidez. Creo que muchos lectores no quedarían satisfechos con ella. Sin duda les surgen interrogantes de la siguiente índole: ¿por qué razón, a fin de cuentas, hay que iniciar la conversación sobre los péndulos cuánticos que se comportan de manera tan insólita (o quizá tan «desacostumbrada»), absorbiendo la energía en porciones? ¿Por qué tienen que existir semejantes péndulos? Entiendo perfectamente la necesidad del lector con buena fe en plantear estas preguntas. Sin embargo, por desgracia, no habrá respuesta a ellas, ¡puesto que esas preguntas pertenecen a aquellas que no deben formularse jamás! Así está estructurada la naturaleza, tales son sus leyes a las cuales ella ¡tan sabia! se supedita con absoluta rigurosidad. Aquí yo me protejo frente a posibles reproches y ante las palabras «no deben formularse», añado «por ahora», es decir, por ahora no deben formularse. En el presente la ciencia se desarrolla suponiendo que la capacidad cuántica de absorción y emisión de energía es la base primaria de las cosas.

En aquel entonces, cuando Einstein aportó a la ciencia la idea de que el sólido puede absorber la energía tan sólo en porciones determinadas, la física cuántica recién surgía, sus ideas eran toda-

vía «cosa en sí», no creía en ellas ni siquiera M. Planck, quien propuso la idea de cuantizar la energía. El paso de Einstein resultó ser un paso revolucionario.

El sentido físico de las ideas de Einstein se encierra en lo siguiente. A baja temperatura, la energía térmica que, como es sabido, es proporcional a la temperatura, puede resultar menor de aquella porción «cuántica» mínima de energía que el átomo, oscilando con la frecuencia ν, puede absorber. La situación toma un cariz que contradice al buen sentido, educado en las regularidades clásicas: nosotros concienzudamente calentamos el cristal en un horno «clásico» corriente, pero el cristal, ateniéndose a las leyes cuánticas, no debe absorber calor. Si todos los átomos tuviesen el mismo destino, el cristal revelaría la capacidad calorífica nula hasta cierta temperatura T^*, para la cual $kT^* = \Delta W$. Esta no es, ni mucho menos, una temperatura pequeña. Debido a que $\Delta W \approx 6 \cdot 10^{-14}$ erg y $k = 1{,}38 \times 10^{-16}$ erg/K, resulta que $T^* \approx 400$ K. Sin embargo, en la realidad, cuando la energía térmica media kT es menor que la porción cuántica de energía $h\nu$, cierta pequeña cantidad de átomos, como resultado de una coincidencia casual de circunstancias, puede poseer la energía equivalente a la de un cuanto. A medida en que se eleve la temperatura, la cantidad de estos átomos aumentará. Pueden incluso aparecer átomos cuya energía es igual a la correspondiente a dos o más cuantos. Lo que significa que los átomos (y, junto con ellos, el cristal) absorberán energía y el cristal revelará una capacidad calorífica no nula.

Aquí podríamos aducir el cálculo de la capacidad calorífica del cristal, basado en la idea descrita de Einstein. No lo haremos, sólo prestaremos atención al contenido físico del resultado

del cálculo que de modo natural se infiere de dicha idea. Siendo baja la temperatura ($T < T^*$), a medida de disminuirla la capacidad calorífica decrece por la causa ya conocida para nosotros: entre la magnitud $h\nu$ y el valor nulo de energía, no existen peldaños de la escalerilla energética, mientras que la cantidad de átomos, cuya energía es $h\nu$, mengua. Entre tanto, en la zona de temperaturas elevadas ($T \gg T^*$) el cristal ya «se olvida» de la escalerilla energética, puesto que su paso es pequeño en comparación con kT, y se percibe no ya como una escalerilla, sino como un plano liso inclinado. Entra en vigor la regularidad clásica «cuanto — tanto» y, junto con ella, la ley de Dulong y Petit.

Resulta difícil sobrevalorar el mérito de Einstein: no sólo eliminó la escandalosa contradicción entre la imagen clásica sobre la capacidad calorífica de los sólidos y los resultados de la investigación experimental; no sólo aportó una corrección, en extermo esencial, en la representación clásica sobre los rasgos indispensables de vida de cristal. El realizó algo incomparablemente más importante, aportó las ideas cuánticas a la teoría de los sólidos.

Todo lo que dijo Einstein sobre la capacidad calorífica de los sólidos resultó ser verdad, pero no puso al descubierto toda la verdad. Las fórmulas obtenidas por Einstein, como se aclaró reflejaban correctamente la parte cualitativa de las dependencias entre la capacidad calorífica y la temperatura, halladas por vía experimental Mientras que la coincidencia cuantitativa de la teoría con los resultados de los experimentos no se lograba. Eso lo consiguió Peter Debye, a cabo de unos cuantos años después de que fueron publicados los trabajos de Einstein.

Debye conservó la idea fundamental de Einstein. Lo único que hizo fue completarla con el

supuesto de que los péndulos «cuánticos» de Einstein oscilan no independientemente, sino como si estuviesen enlazados entre sí, de la misma manera que ocurre, por ejemplo, con los muelles separados en un colchón: al oprimir cualquiera de ellos, comienzan a oscilar todos.

Las oscilaciones de los átomos que interaccionan fuertemente se pueden imaginar como un conjunto de ondas, en débil y mutua acción, que se propagan por todo el volumen del cristal. Las «ondas», en los razonamientos de los teóricos, representan un paso adelante en comparación con la idea sobre los átomos por separado. El siguiente paso fue el tránsito de las ondas a las partículas, o con más exactitud, hacia las «cuasipartículas». La base de este tránsito se encuentra ya en la idea (formulada, a mediados de los años 20, por el gran físico francés Louis-Victor de Broglie) respecto a que cada onda puede equipararse con una partícula, cuya energía es igual a $\varepsilon = h\nu = h\nu/\lambda$, donde v es la velocidad de propagación de la onda y λ, su longitud. Subrayemos que en el caso que nos interesa se trata, claro está, no de la partícula auténtica, sino de una cierta partícula ficticia, a la cual se le ha adjudicado la capacidad para ser la portadora de la excitación térmica en el cristal.

En un conjunto semejante de péndulos enlazados, en el proceso de sus oscilaciones, se propagará una multitud de ondas con distinta longitud. Debye razonó así: en lugar de describir el destino de cada uno de los péndulos enlazados, es más sencillo seguir las ondas en propagación. Y eso puede hacerse cotejando cada onda, para la cual es característica la frecuencia ν, con una cierta partícula ficticia, cuya energía es $h\nu$. A esta «cuasipartícula» irreal los físicos la llaman fonón. El fotón es un coágulo de energía luminosa, mientras que el fonón es un coágulo de energía

sonora, puesto que en el sólido la onda se propaga a la velocidad del sonido. El fonón es una «cuasi» y no una partícula auténtica. La partícula real materializada podría extraerse del cristal para instalarla en cualquier otro lugar, por ejemplo, en otro cristal. Mientras que la cuasipartícula existe únicamente como excitación en el sólido y, por consiguiente, no se puede separar del cristal. Pues no es partícula, es la cuasipartícula inventada por el teórico. No es la partícula en sí, sino como dijéramos, el modo de expresarse. La cuasipartícula es una de las representaciones fundamentales sobre las que se asienta la moderna teoría cuántica del sólido. Los físicos teóricos recurren a la imagen de la cuasipartícula, prácticamente, al describir todas las propiedades de los cuerpos sólidos: térmicas, eléctricas y magnéticas [1]).

Retornemos, no obstante, al fonón. Ya que en la lógica de los teóricos los fonones llegaron a sustituir a las ondas en débil y mutua acción, la energía térmica del cristal puede considerarse como la suma de las energías de los diversos fonones. Así pues, en el origen de los razonamientos se encuentra el cristal real, en la culminación de los mismos, un gas de «cuasipartículas» libres. Se trata de un gas particular que difiere, de manera esencial, del gas clásico común y corriente. Debye, al crear la teoría sobre el gas compuesto de fonones, tuvo en cuenta la dependencia de sus propiedades respecto a la temperatura.

La tarea, concerniente a la capacidad calorífica del sólido, de esta manera, Debye la redujo

---

[1]) Sobre las «cuasipartículas» en la teoría cuántica contemporánea del sólido, con detalle, se relata en el magnífico libro de divulgación científica «Electrones, fonones, magnones» escrito por M. I. Kagánov. Esta obra es una de las que deberán ser leídas por aquellos que se interesan por la física del sólido.

al problema de la capacidad calorífica del conjunto de cuasipartículas, de los fonones.

Los razonamientos expuestos se encuentran separados de la fórmula definitiva para determinar la capacidad calorífica del cristal que obtendrá el teórico, tan sólo por su maestría en el cálculo y su habilidad en cuanto a servirse de las matemáticas, para formular las ideas con severidad y exactitud.

Cumpliendo de manera afiligranada el trabajo de cálculo, Debye, en concordancia con el experimento, mostró que si el cristal se estructura de átomos iguales, entonces en la zona de bajas temperaturas, su capacidad calorífica en función de la temperatura cambia según la ley $C \sim T^3$. Adviértase: ¡en concordancia con el experimento! Lo que significa que el cuadro del movimiento térmico de los átomos en el sólido, que se remonta al hallazgo de Dulong y Petit, se acabó de dibujar correctamente: los átomos oscilan, cada uno de ellos es un péndulo cuántico, se trata de péndulos enlazados entre sí.

Aquí, después de las palabras «en concordancia con el experimento», podría ponerse punto. Pero deberá tenerse mucho cuidado para no interrumpir con un punto el relato sobre la ciencia en desarrollo. Por lo cual, ya al culminar el presente esbozo, llamaré la atención del lector en lo siguiente. He hablado sobre la capacidad calorífica del cristal compuesto por átomos que pueden ser simulados con bolitas ponderales. Este es el caso más simple. En los metales figuran, además, electrones libres y éstos poseen su propia capacidad calorífica, que se supedita a otra ley y no a la «reticular», es más, en los cristales orgánicos, en sus nudos se encuentran no átomos-bolitas, sino moléculas de forma compleja, y también ellas tienen su actitud respecto al calor, que las obliga no sólo a oscilar en torno a la posición

de equilibrio, sino a vibrar, cambiando periódicamente su forma. Esta clase de movimiento térmico, naturalmente, influye sobre la capacidad calorífica. Más aún, también existen cristales laminosos, cuya estructura se asemeja a la estructura de la baraja. En estos cristales los átomos oscilan de manera diferente en el plano de la lámina y en dirección perpendicular a él. Esto incide, asimismo, sobre la capacidad calorífica. En el esbozo se ha dejado mucho sin decir. No obstante, se ha dicho quizá lo fundamental, se ha hablado de aquello que constituye la base de nuestros conocimientos, o sea, sobre la capacidad calorífica de los sólidos. O bien, dicho de otra forma, sobre el movimiento térmico de los átomos en el cristal, sobre uno de los rasgos fundamentales de su vida. En el texto del relato el lector habrá sentido, sin duda, la acentuada respetuosidad frente a la mecánica cuántica, que resultó ser capaz de cascar una nuez tan dura de roer, como lo es el problema concerniente a la capacidad calorífica del sólido. Esta respetuosidad, evidentemente, se justifica por entero. Aquí, sin embargo, hay lugar tanto para el respeto, como quizá también para el asombro, ante la mecánica clásica, esa misma que con igual éxito describe el movimiento de los planetas en el Universo y de los átomos en el cristal: Aunque no lo haga en todo intervalo de temperaturas, sino sólo allí donde resulta correcta la ley de Dulong y Petit. De todas maneras es asombrosa la fuerza y la comunidad de la mecánica clásica.

Unas cuantas frases más como corolario del esbozo. Se escribieron después de que un compañero mío, en sí bondadoso lector del manuscrito, dijera:

— Dos teorías seguro que existen, eso lo has advertido con sutileza, pero Einstein y Debye son

grandes en forma distinta. Yo en tu lugar dejaría eso bien sentado.

Justo consejo, subrayemos: Debye es uno de los físicos relevantes del siglo XX que puntualizó de manera esencial la teoría sobre la capacidad calorífica, creada por Einstein, haciendo así un enorme servicio a la física del sólido. En cambio, Einstein es Einstein. El no es «uno de los», él fue el genio que ejerció la influencia decisiva en el desarrollo de la civilización mundial, ocupándose también de la capacidad calorífica del sólido...

Oscilaciones de punto cero

Para comenzar, algo sobre el término «oscilaciones de punto cero». Se trata de aquellas oscilaciones de los átomos en la red cristalina, que transcurren incluso cuando la temperatura del cristal tiende a cero. También tienen lugar siendo la temperatura más alta, simultáneamente con las oscilaciones comunes clásicas las cuales, cuando la temperatura es cero, deberán cesar. Las clásicas cesan mientras que las de punto cero, o cuánticas, permanecen en su aspecto puro. ¡Éstas son insensibles a la temperatura! ¡Son indestructibles! Son un rasgo indispesable de la vida del cristal.

En caso de que el lector desconozca por completo las nociones cuánticas elementales, en la etapa inicial de nuestros razonamientos, le pediré que sencillamente me crea y yo con buena fe no abusaré de su credibilidad. Por cierto, en el esbozo sobre las teorías de Einstein y Debye ya hice uso furtivo de la confianza del lector, al razonar en torno a las propiedades del péndulo cuántico.

De momento, aquí necesito recurrir a la ley, que a finales de los años 20, formuló uno de los

creadores de la mecánica cuántica, el físico alemán Werner Karl Heisenberg. Esta ley con frecuencia se denomina «principio de incertidumbre o indeterminación». He aquí de qué se trata. El principio postula que en mecánica cuántica, para una cierta partícula, es imposible simultáneamente con precisión absoluta determinar la coordenada x y el impulso p_x, orientado a lo largo del eje x. Tanto una magnitud, como la otra, se pueden hallar con cierta inexactitud, con la particularidad de que el producto de estas inexactitudes obligatoriamente supera el valor de la constante de Planck dividida entre 2π:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geqslant \frac{h}{2\pi} = \hbar.$$

¿De dónde se desprende esta afirmación? Es eviterna, ley fundamental de la naturaleza que está estructurada así y no de otra manera. Esa afirmación, hablando en términos filosóficos, es el reflejo de la realidad objetiva. La pregunta «¿de dónde?» en el caso dado, no tiene cabida, como tampoco cabía preguntar ¿por qué la energía del péndulo se cuantiza? Es más, advirtamos que tanto el principio de incertidumbre o indeterminación, como la energía cuántica del péndulo, son dos aspectos de una misma ley de la naturaleza. Por eso Planck, Einstein y Heisenberg, son tres figuras insignes, puesto que observando la naturaleza supieron detectar en ella, o sonsacarle, leyes fundamentales a las que la naturaleza se somete. O bien pudiera ser, adivinarlas, percibir su existencia.

La circunstancia de que el impulso del átomo en el nudo de la red cristalina, es decir, en aquella posición donde a tenor con la estructura del cristal está situado el átomo, no puede ser igual a cero (porque el cero es una magnitud exacta, ¡mientras que el impulso puede definirse con

cierta inexactitud!), significa que el átomo deberá moverse, y ya que el propio hecho de la existencia del cristal indica que el átomo deberá encontrarse no lejos del nudo de la red cristalina y, por consiguiente, no le está permitido desplazarse a una distancia indefinida, entonces su movimiento tiene que ser oscilatorio.

Así pues, uno de los rasgos imprescindibles para la vida del cristal son las oscilaciones de punto cero de los átomos que lo conforman. A nosotros, que habitamos en el mundo de las «condiciones normales» y de las manifestaciones «clásicas» de las leyes de la naturaleza, nos será fácil asimilar el hecho de la existencia de oscilaciones térmicas: a una temperatura más alta, las oscilaciones se activan más; bajo una cierta temperatura, las oscilaciones pueden ser tan activas que el cristal se verá obligado a fundirse. Las oscilaciones térmicas — ya desde los años escolares — son un fenómeno tan corriente, que resultan comprensibles aun cuando no se tenga comprensión veraz de las mismas. Lo habitual, como regla, no suscita interrogantes y, por lo tanto, se supone comprendido sin decir palabra. Pero las oscilaciones de punto cero se encuentran fuera de los límites de lo corriente. Acerquémonos a ellas, procuremos familiarizarnos con ellas, valorar las magnitudes que caracterizan a este tipo de oscilaciones.

Empecemos por la frecuencia de las oscilaciones de punto cero. Aquí todo está claro: es la misma que caracteriza a las oscilaciones térmicas. No puede ser otra, puesto que independientemente de las causas que engendran las oscilaciones, el átomo oscila en un determinado medio que posee ciertas propiedades. Las características del medio y del átomo son precisamente las que determinan la frecuencia de sus oscilaciones. Esta frecuencia se calcula con facilidad, ya que

antes hemos hallado τ_0:

$$\nu_0 = 1/\tau_0 \approx (aE/m)^{1/2}.$$

Ahora le toca el turno a la energía de las oscilaciones de punto cero W_c. Como se desprende de la mecánica cuántica (¡créanme!),

$$W_c = h\nu_0/2.$$

Con seguridad, el lector querrá preguntar: ¿dónde está la fuente de esa energía de las oscilaciones de punto cero, que existen siempre mientras el cristal sea cristal, por cuenta de qué combustible se conserva? ¡Hoy no conviene preguntarlo! ¡No hay tal combustible! Esta energía es la condición necesaria para la existencia de la sustancia, esta energía no se puede pedir prestada a la sustancia dada para transmitirla a otra. El filósofo, con su pasión por las palabras intrincadas, diría así: esa energía es el atributo indispensable de la materia; es la forma de la existencia de la materia; existe, en tanto que existe la materia. Ya no es la primera vez en que tropezamos con el hecho de que no cualquier frase que termine con el signo de interrogación, formula un interrogante al cual se pueda y se deba contestar. ¡Así es la cosa! En cambio la pregunta en torno a si es grande o pequeña la magnitud de la energía W_c (se sobreentiende, en comparación con cualquier otra energía característica del cristal), ¡es en verdad una pregunta! Se debe hacer y a ella hay que contestar.

Para los diversos cristales la magniud de la energía de las oscilaciones de punto cero, naturalmente, resulta distinta, en la medida que difiera la magnitud ν_0. Sin embargo, esa magnitud varía en un intervalo no muy amplio de valores. Por ejemplo, para el cristal de hidrógeno, que se funde cuando $T = 14$ K, la energía $W_c \approx 10^{-14}$ erg, mientras que para el cristal del oro, cuya tempe-

ratura de fusión es casi cien veces más elevada ($T = 1336$ K), la energía $W_c \approx 3{,}5 \cdot 10^{-14}$ erg. Estos cristales, poseyendo energías cercanas de las oscilaciones de punto cero, se distinguen de manera muy esencial, por sus características, por ejemplo, por las energías de enlaces entre átomos. Estas energías son conocidas: $W_{H_2} \approx 10^{-14}$ erg, $W_{Au} \approx 10^{-12}$ erg. Si se compara la energía de las oscilaciones de punto cero con las energías de enlace, resultará que, en el caso del oro, la energía de las oscilaciones de punto cero será tan sólo cerca del tres por ciento, respecto a las energías de enlace, mientras que en cuanto al hidrógeno, son muy cercanas. Debido a que la energía de las oscilaciones de punto cero no depende de la temperatura y la energía de las oscilaciones térmicas se incrementa en función de la temperatura, deberá existir una cierta temperatura límite T_1, por debajo de la cual campan por sus respetos las oscilaciones de punto cero, pero por encima de ella, dominan las térmicas. El valor de la mencionada temperatura puede determinarse a partir de la condición $W_c = kT_1$, es decir, $T_1 = W_c/k$. Es sencillo calcular que $T_{1\,H_2} = 73$ K, y $T_{1\,Au} = 255$ K. El cristal de hidrógeno se funde antes de pasar a la zona de temperaturas, donde dominan las oscilaciones térmicas, en cambio, el cristal del oro, ya a la temperatura ambiente, que es inferior a su temperatura de fusión en más de mil grados, quedará primordialmente bajo el dominio de las oscilaciones térmicas.

Si nos orientamos por los razonamientos más generales, es natural suponer que las propiedades del cristal deberán depender, de manera esencial, de la correlación entre sus dos energías características: la de punto cero y la energía de enlace. Una suposición correcta, tendremos ocasión de comprobarla.

Ahora le toca el turno a la amplitud de las oscilaciones de punto cero. Se puede valorar con facilidad recurriendo a la correlación que ya conocemos y que describe el principio de incertidumbre o indeterminación. En la coordenada Δx, a esa incertidumbre o indeterminación, le transferimos el sentido de la amplitud correspondiente a las oscilaciones de punto cero A_c, mientras que la incertidumbre o indeterminación en el impulso Δp_x, próxima al valor medio del impulso de la partícula p_x, que está enlazado con la energía cinética de las oscilaciones de punto cero: $W_c = p_x^2/2m$. Por lo tanto, $p_x = (2mW_c)^{1/2}$. Ahora ya la correlación entre las incertidumbres o indeterminaciones se puede anotar de la siguiente forma

$$A_c = \frac{\hbar}{(2mW_c)^{1/2}}.$$

De la fórmula obtenida se infiere que cuanto más ligeros sean los átomos que componen el cristal, tanto mayor será la amplitud de sus oscilaciones de punto cero. La masa del átomo de hidrógeno $m_{H_2} = 1{,}6 \cdot 10^{-24}$ g. Siendo ésta la masa y conociendo la energía de las oscilaciones de punto cero, su amplitud resultará cercana a la distancia interatómica en el cristal de hidrógeno. Sin embargo, la masa del átomo del oro es grande, $m_{Au} = 3 \cdot 10^{-22}$ g, pero la amplitud de las oscilaciones de punto cero en el cristal del oro representa, tan sólo, cerca de 2 por ciento respecto a la distancia interatómica.

Los físicos, al razonar sobre las oscilaciones de punto cero, con frecuencia recurren a la magnitud del llamado parámetro de Bour. Con este parámetro se determina la relación existente entre la amplitud de las oscilaciones de punto cero y la

distancia interatómica:

$$\Lambda = \frac{A_c}{a} = \frac{\hbar}{a\,(2mW_c)^{1/2}}\,.$$

Para la inmensa mayoría de las sustancias, el parámetro de Bour es pequeño, considerablemente menor a la unidad. Existen, no obstante, algunas para las cuales el mencionado parámetro se aproxima a la unidad e, incluso, la supera. Como ejemplo, para los isótopos de helio, cuyos átomos son muy ligeros ($\approx 5 \cdot 10^{-24}$ g), resulta ¡$\Lambda \approx 3$!

Cuando el parámetro de Bour supera en manera considerable la unidad, eso significa que la sustancia no podrá existir en fase cristalina a temperatura alguna, en caso de que de manera artificial (aplicando una presión externa) no se reduzca la amplitud de las oscilaciones de punto cero y, de esa forma, disminuya Λ hasta valores del orden de la unidad o menores. Una sustancia así, como se sabe, es el helio el cual, en condiciones corrientes se mantiene líquido, por muy bajas que sean las temperaturas. Se puede cristalizarlo únicamente si se aplica presión. No muy grande, cerca de 25 atmósferas. Naturalmente, puede surgir el interrogante, ¿por qué el hidrógeno no posee esta propiedad, siendo como es sabido, más ligero que el helio? El quid de la cuestión aquí reside en que el parámetro de Bour se determina no sólo en función de la masa de los átomos, sino también en razón de la energía de la interacción entre ellos. En el caso del hidrógeno, esta energía es mayor en comparación con la correspodiente al helio y en eso reside la causa de que ¡el hidrógeno se solidifique y el helio no!

Mi relato sobre uno de los rasgos indispensables para la vida del cristal — las oscilaciones de punto cero — desde su comienzo se basa en la credibilidad del lector.

Yo no he abusado de esa credibilidad. Las oscilaciones de punto cero se dejan sentir en muchos fenómenos físicos, primordialmente, en los llamados «cristales cuánticos», para los cuales la amplitud de las oscilaciones de punto cero es grande, el parámetro Λ alcanza valores que superan la unidad. Estos son cristales que se caracterizan por una pequeña energía de enlace y existen en la zona de bajas temperaturas (gases perfectos licuados y cristalizados, etc.). Gracias a las oscilaciones de punto cero activas, estos cristales poseen propiedades mecánicas anómalas. Además, recientemente, los físicos han descubierto que en los cristales de isótopos de helio, a temperaturas próximas a 0 K, en ellos transcurre la denominada «difusión cuántica», bajo la cual el coeficiente de difusión crece al descender la temperatura. ¿Asombroso? ¡Sí, asombroso, pero es un hecho!

¿Puede ser provechoso el desorden?

En graciosos versos, el poeta ha expresado con tino la actitud generalizada frente al problema que nos ocupa «orden — desorden»:

Amo ver en mi cuaderno
El orden de los versos,
Sólo en él veo provecho,
Ya que el desorden es un desecho.

Pues he aquí que desde el punto de vista del cristal, el poeta no tiene razón, el cristal «percibe» provecho en el desorden. Precisa de orden y desorden simultáneamente. Esta afirmación resulta un tanto curiosa, sin embargo, en nada tergiversa la situación real. Quizá convenga, tan sólo, puntualizarla un poco: al cristal, que es encarnación y triunfo del orden, le es necesario un cierto desorden en la disposición de los átomos. El desorden puede aparecer en dfierentes rasgos,

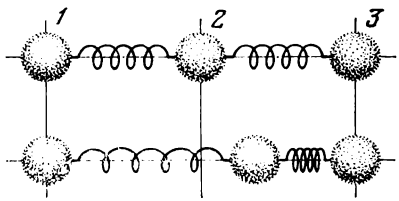
además representarse en grado distinto, pero ¡**tiene que estar presente**! y, como se aclara, el grado de desorden a medida en que aumenta la temperatura, deberá elevarse. El desorden es otro de los rasgos imprescindibles en la vida del cristal y, por consiguiente, ¡se saca provecho de él!

Comencemos hablando sobre el origen del orden en el cristal, que resulta más sencillo asimilar, suponiendo que la temperatura del cristal es igual a cero y prescindiendo mentalmente de todos los síntomas de desorden. La disposición ordenada de los átomos en el cristal es consecuencia directa de una ley fundamental de la naturaleza: los estados estables serán aquellos bajo los cuales la energía del sistema tiende al mínimo. En nuestro caso el «sistema» es el cristal y la energía está constituida por la suma de energías de interacción entre todos los pares de átomos que componen el cristal. Entre todos los valores, la energía mínima se destaca por su magnitud y, entre todas las posibles disposiciones de todos los átomos, a ella deberá corresponder cierta posición de los átomos que se distingue, es decir, ordenada. Entre la cantidad inmensa de situaciones desordenadas, ésta precisamente se distingue por su orden en la disposición de los átomos. A qué posición corresponderá el orden — no importa, lo esencial es que ¡haya orden! ¡No caos, sino orden!

Este razonamiento, expuesto de una manera un tanto nebulosa, se puede aclarar recurriendo al elemental problema sobre la disposición de los átomos en el cristal, compuesto tan sólo de tres átomos unitarios que se encuentran en una recta y unidos por muelles iguales. Un modelo semejante, tan simplificado, del cristal unidimensional. Aquí resulta que si el primero y el tercer átomos se fijan, los muelles, con ayuda de los

cuales estos átomos interaccionan con el segundo, poseerán energía mínima en el caso cuando el segundo átomo esté situado en el medio entre el primero y el tercero. Esta ordenada estructura elegida, cuando la distancia $l_{1,2}$ es igual a la distancia $l_{2,3}$ resultará más ventajosa que cualquier otra «desordenada», en que $l_{1,2}$ y $l_{2,3}$ sean desiguales.

La solución de esta tarea es casi evidente: desplazar en una u otra dirección el segundo



Modelo unidimensional de un cristal compuesto por átomos unidos con muelles.

átomo, respecto a su posición media, cuando $l_{1,2} = l_{2,3}$, esto significa estirar un muelle y comprimir el otro. En este caso, la energía contenida en cada uno de los muelles, aumenta, lo que a su vez significa que la disposición, correspondiente al mínimo de energía, deberá ordenarse ($!l_{1,2} = l_{2,3}!$).

Ahora hablemos sobre el origen del desorden.

En un principio, sin puntualizar la estructura de la fuente del desorden, se puede afirmar: su aparición se debe a que, al elevar la temperatura, aumenta la energía del movimiento térmico de los átomos, ese movimiento se hace más activo y, en diferentes sectores del cristal, se altera el orden ideal en la posición de los átomos. Parecería ser, ¡bien, y qué más da que el movimiento sea más activo, si los centros, en torno a los cuales transcurren las oscilaciones térmicas de

los átomos o de los iones, pudieran mantenerse en el mismo lugar y el orden seguiría siendo orden! Un deseo semejante, al parecer, no entra en contradicción con nada, pero si se cumpliera, ese orden, como en los renglones del verso y para alegrar al poeta, se mantendría.

Nuestro deseo intuitivo de observar en el cristal un orden ideal, al parecer, entra en contradicción con la ley de la naturaleza. No estoy del todo seguro, convendrá decir aquí «por desgracia», pero entra en contradicción. ¿De qué se trata? Pues de lo siguiente. Para que surja la fuente del desorden—por ejemplo, el átomo abandona su lugar legítimo que ocupaba en el nudo de la red cristalina saltando a la holgura entre los nudos, o sea, al intersticio—es necesaria cierta energía. En la zona de la futura fuente de desorden esa energía, tomada a préstamo de la energía del movimiento térmico de los átomos más cercanos que lo rodean, puede surgir casualmente. Los átomos próximos oscilan sin atenerse a una estricta concordancia y, una coincidencia casual de circunstancias, puede conducir a aquella redistribución de la energía procedente de sus oscilaciones térmicas, bajo la cual en la zona de la futura fuente de desorden aparezca una energía suficiente para engendrar la fuente. Suele decirse así: surgió la fluctuación energética necesaria. Al elevar la temperatura, cuando aumenta la actividad del movimiento térmico, deberá crecer también la frecuencia en las fluctuaciones de la energía, suficiente para que surjan fuentes de desorden y, por ende, la concentración de éstas, también deberá crecer.

Una vez aquí, es preciso subrayar que la fluctuación en el cristal es—como se dice—un efecto colectivo, donde participa un grupo de átomos y no sólo aquel único que, por ejemplo, resultó lanzado desde el nudo al intersticio. Sen-

cillamente fue el que cayó a la cresta de la fluctuación, cuando podía haber caído allí cualquier otro miembro del colectivo de átomos que se encontraban en el manantial de fluctuaciones.

Así pues, tanto las fluctuaciones de la energía, como las fuentes de desorden, surgen espontáneamente. Esto, sin embargo, no significa que la aparición de fuentes de desorden en el cristal vaya acompañada por un aumento de su energía, de su alejamiento del mínimo termodinámico requerido. Aquí el quid de la cuestión se encierra en lo siguiente. Para que, incluso siendo elevada la temperatura, se pueda mantener en el cristal un orden perfecto (¡todos los átomos en los nudos, todos los nudos ocupados por átomos!) se precisaría gastar energía para suprimir las fluctuaciones energéticas que surgen de manera espontánea. Pues bien, esa energía aportada al cristal desde fuera, haría que, a todas luces, no fuese mínima su energía. Esto, precisamente, significa que las fuentes de desorden surgirán, sencillamente, porque no pueden dejar de surgir. Son condición para la existencia del cristal a temperatura que difiera de cero. Son ellas un rasgo indispensable para la vida del cristal.

He leído lo escrito sobre la justificación termodinámica del desorden y presiento que, por lo que se aprecia, el lector necesita aclaraciones y ejemplos complementarios.

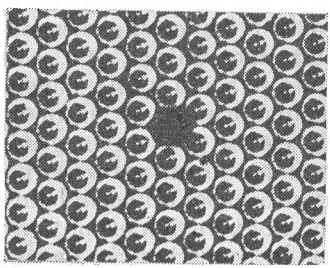
Los ejemplos en las demostraciones científicas son una cosa muy delicada. Como se sabe, el ejemplo concordado con la afirmación, tan sólo posee fuerza ilustrativa y carece de toda fuerza demostrativa, en cambio, el ejemplo que contradice la afirmación, posee fuerza demostrativa: certifica que la afirmación no es correcta. Digamos, una cesta llena de tomates rojos, por el hecho de su existencia, no contradice la afirmación «todos los tomates son rojos», pero tampoco

lo demuestra. Sin embargo, un solo tomate verde rechaza, lisa y llanamente, esa afirmación. A pesar de todo, yo citaré en ejemplo, abrigando la esperanza (!) de que ayudará al lector a familiarizarse con la idea sobre la justificación termodinámica del desorden. Si la enegía cinética media de una molécula en un gas perfecto es $kT/2$, entonces n moléculas tendrán una energía de $nkT/2$. Esta energía no variará si el volumen del gas aumenta y, parecería ser, que no hay justificación para la tendencia del gas a extenderse en el vacío. Sin embargo, eso lo hace el gas espontáneamente en la primera oportunidad que se le brinde. Pero existe la justificación y ésta consiste en que, habiendo ocupado un gran volumen, el gas se encuentra en un estado con mayor grado de desorden en comparación con un volumen pequeño. Tanto el surgimiento espontáneo del desorden en el cristal, como la extensión espontánea del gas en el vacío, son la consecuencia de una misma tendencia termodinámica justificada. Advierto: ¡lo dicho no es la demostración, sino tan sólo un ejemplo!

En breve, algo sobre la estructura de las fuentes de desorden. Primordialmente, desde el punto de vista del «provecho» que aportan. En este caso, sería mejor no hablar de estructura, sino sobre la magnitud de la fluctuación energética, indispensable para que surja la fuente del tipo dado. Es evidente lo siguiente: cuanto más se altere la estructura perfecta del cristal en la fuente, tanto mayor fluctuación de la energía se precisa y tanto menor cantidad de esas fuentes aparece a la temperatura dada. Por lo tanto, fuentes de considerable desorden (poros, fisuras, límites) en el cristal no surgirán espontáneamente. En unidades energéticas ellas cuestan caro y son contraproducentes para el cristal, no son de provecho, sólo traen consigo gastos. Sin em-

bargo, en el cristal habrá pequeñas fuentes de desorden (un átomo de más en el intersticio, o una posición vacante en el nudo de la red cristalina): éstas no cuestan mucho y, como ya hemos aclarado, sin fuentes de desorden el cristal no puede existir.

Así pues, ¡en el desorden hay provecho! Empero hay provecho y provecho y, por consiguiente, deberá existir el límite natural de ese



Cuando revienta una pompa de jabón, en el modelo bidimensional del cristal aparece un hueco. Aumento 6.

desorden, puesto que de lo contrario el cristal—como formación ordenada—perderá el sentido y, junto con él, el derecho a existir.

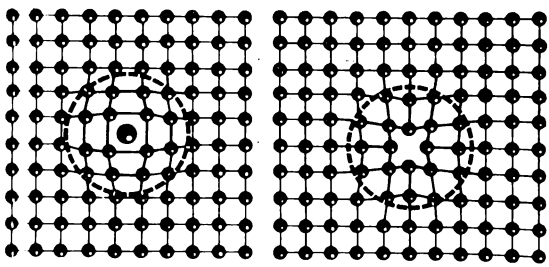
Analicemos la medida del desorden que precisa el cristal, eligiendo en calidad de ejemplo de fuente de desorden en el cristal un nudo no ocupado por el átomo, es decir, un hueco. Analicemos, significa intentemos aclarar cuántos huecos (vacantes) deberá haber en el cristal a la temperatura dada para satisfacer su exigencia de «desorden en huecos».

El problema deberá puntualizarse, ya que tanto un granito en el salero es un cristal, como un terrón de sal de piedra es también un cristal. Por lo cual se deberá hablar no de la cantidad

de huecos, sino de su concentración, es decir, de la relación existente entre la cantidad de nudos vacantes (huecos) n_v y la cantidad total de nudos en la red cristalina N_0:

$$c_v = n_v/N_0.$$

Puesto que el hueco aparece inmediatamente después de que surja la suficiente fluctuación de la



Representación esquemática de un átomo intersticial (*a*) y de un hueco (*b*) en la red cristalina.

energía, en el lector puede crearse la impresión de que la cantidad de huecos todo el tiempo aumentará, en vista de que ¡las fuentes del vacío son inagotables! Eso no ocurrirá porque todos aquellos huecos de los cuales el cristal puede prescindir, ¡nada más que se engendran desaparecen! Consideramos que a los interrogantes «¿cómo» y «¿hacia dónde desaparecen?», aquí no es obligatorio dar respuesta. Aquí es importante, tan sólo que en el complicado entrelazamiento de los procesos de surgimiento y desaparición de los huecos, para la temperatura dada, en el cristal se mantiene de manera automática aquella concentración de huecos, severamente determinada, que le es necesaria. Se denomina concentración

equilibrada. Al incrementar la temperatura, la concentración equilibrada de los huecos aumentará. Esto es por entero semejante a lo que ocurre en un volumen bajo campana, donde se encuentre un recipiente con agua abierto. De la superficie del agua algunas moléculas se evaporarán, mientras que otras se condensarán en ella, pero bajo cada temperatura dada, la presión del vapor de agua contenido debajo de la campana, será del todo determinada. Si consideramos que la formación de un hueco presupone la necesidad de que la energía fluctúe en la magnitud U_v y si recurrimos a una ley muy conocida en física (se llama ley exponencial), la cual afirma que la probabilidad de fluctuación de la energía de determinada magnitud U, es igual a $e^{-U/kT}$, entonces la concentración de los huecos se definirá mediante la fórmula

$$c_v = e^{-U_v/kT}.$$

Como ejemplo, estimemos los valores de c_v en el oro para dos temperaturas: la ambiente ($T = 300$ K) y la de fusión ($T = 1336$ K). La energía para conformar huecos en el oro $U_v = 1{,}6 \cdot 10^{-12}$ erg. Recordando que la constante de Boltzman $k = 1{,}38 \cdot 10^{-16}$ erg/K, resulta fácil obtener las magnitudes que nos interesan: para la temperatura ambiente un hueco corresponde a 10^{15} de átomos, mientras que a la temperatura de fusión, un hueco por cada 10^4 de átomos. El cristal, como se aclara, se conforma con una pequeña cantidad de huecos, pero no puede renunciar a ellos y, además, ¡no tiene derecho a hacerlo!

Siguiendo la temperatura que crece según la ley exponencial, el desorden en el cristal conduce a que muchas de sus características varíen supeditándose a esa misma ley. Esto se refiere al coeficiente de difusión, que determina la movi-

lidad de los átomos en los cristales; a la tensión del vapor, que depende de la probabilidad para el desprendimiento del átomo de la superficie del cristal; en los cristales iónicos, también al coeficiente de electroconductibilidad la cual, como se sabe, se realiza según el mecanismo difusivo y a otros muchos parámetros. Me parece que lo que tiene lugar en el cristal, al elevar la temperatura, se puede definir así: el cristal se aviva exponencialmente. Una definición, claro está, no rigurosa pero que transmite de manera correcta la esencia de lo que ocurre.

El par de Frenkel

El famoso físico teórico inglés, el sexto en la pléyade gloriosa de los profesores de Cavendish, laureado con el Premio Nobel, Neville Mott, en sus recuerdos cordiales sobre Yákov Ilich Frenkel, dice que cualquier estudiante de física inglés conoce el «par de Frenkel» y así ocurrirá siempre mientras las personas se interesen por la física.

Yo deseo seguir la historia del surgimiento de la idea sobre «el par», seguir la suerte de esta idea desde su nacimiento hasta el momento en que llegó a la conciencia de todos aquellos que estudian el cristal real y, junto con el lector, meditar en torno al por qué, después de un cuarto de siglo, transcurrido desde su nacimiento, esa idea conquistó su segunda juventud. Recurriendo a la terminología deportiva, cobró su segundo aliento. La historia del «par de Frenkel» es una historia aleccionadora que merece especial atención.

Al culminar el primer decenio del presente siglo, Abram Feódorovich Ioffe estudió los procesos en un cristal iónico, hacia el cual desde fuera se le aplica la diferencia de potencial. Los fe-

nómenos que él descubrió eran sorprendentes. En primer lugar, resultó que a través del cristal circula la corriente. Dicho más exactamente, no la corriente, sino dos corrientes: la corriente con cargas positivas hacia el cátodo y la corriente con cargas negativas hacia el ánodo. En segundo lugar, se aclaró que siendo invariable la diferencia de potencial, al elevar la temperatura, la magnitud de ambas corrientes crece.

Había que asombrarse frente a uno y otro resultado. Hacia aquel entonces, cuando Ioffe experimentaba, ya se sabía que el cristal iónico está compuesto por iones con cargas positivas y negativas, por cationes y aniones que conforman dos subretículos coexistentes. En estos subretículos cada ion está alistado a un determinado nudo. Con reticencia se suponía que se alistaba a perpetuidad: el anión rodeado por los cationes, el catión, por los aniones.

Pero si eso es así, ¿ cómo pueden surgir las corrientes? ¿Quién transporta las cargas? ¿Los iones? Pero a ellos les está prohibido moverse. No de palabra, sino por la estructura del cristal. Por el hecho de su alistamiento a perpetuidad a un determinado nudo de la red cristalina. En semejante situación, cuando no se comprende cómo y quién desplaza las cargas, quizá no convenga discutir por qué la corriente aumenta con la temperatura.

A fin de explicar los resultados de los experimentos surgió una hipótesis de trabajo que tuvo en suerte convertirse posteriormente en una de las ideas fundamentales en la física del cristal real. Ya. I. Frenkel desarrolló teóricamente esta hipótesis. En aquellos años Frenkel era aún una persona muy joven y le era inherente el pensamiento independiente y revolucionario que acompaña a la juventud talentosa. Por cierto, ese enorme potencial teórico, Ya. I. Frenkel, lo

conservó hasta el fin de su vida, por desgracia, muy corta.

Él razonaba, aproximadamente, así. Algún ion situado en la superficie del cristal, puede de manera casual separarse de ella, abandonando el nudo donde se encontraba, pasando a la fase de vapor. Para este acontecimiento casual es preciso que el ion, destinado a realizar el acto heroico—separarse de sus vecinos y abandonar el nudo—haya adquirido la necesaria energía para ello. ¿Por qué, propiamente hablando —razonaba Frenkel— el átomo sólo puede evaporarse desde la superficie del cristal hacia el vacío circundante? En general, puede decirse que no existen prohibiciones de género alguno, a fuerza de las cuales el átomo no pueda evaporarse desde el volumen del cristal... hacia el interior de ese mismo volumen. Dicho con mayor exactitud, abandonar el nudo en el volumen del cristal pasando al espacio intersticial. ¿Quizá este acto exija, incluso, menos heroísmo, cuya medida cuantitativa reside en la energía necesaria para realizarlo, en comparación con el acto de evaporarse desde la superficie al vacío? Si el átomo abandona el nudo, pasando al espacio intersticial y después, habiendo efectuado unos cuantos saltos casuales de intersticio en intersticio, se aleja de su nudo, entonces a causa de eso surgen simultáneamente dos defectos: el nudo vacante y el átomo en el intersticio, allí donde no debe estar. Estos dos defectos, engendrados al unísono en un mismo acto «evaporación del átomo en el cristal», cobraron el nombre de «pareja hueco—intersticio» o «par de Frenkel».

Ahora ya, explicar de manera calificada los resultados obtenidos en los experimentos de Ioffe, es una nimiedad. Ambos componentes del «par de Frenkel» —el ion intersticial y la vacante— están cargados y bajo la acción del campo eléc-

trico, pueden desplazarse en dirección determinada por la red cristalina, y eso significa, que también pueden transportar la carga. El ion que porta la carga, esto no despierta interrogantes. En cambio el hueco, ¡la «vacante cargada», ya es algo que deberá explicarse! Si se tiene en cuenta la magnitud y el signo de la carga, entonces se está hablando de que la huida del ion de su nudo junto con carga, se puede presentar como la llegada al nudo vacío de una carga equivalente, en cuanto a su magnitud, y de signo contrario a la carga del ion desalojado. Cuando se va el catión queda una vacante con carga negativa, mientras que si se desplaza el anión, tendremos una vacante con carga positiva.

El átomo intersticial se desliza con facilidad, puesto que al lado de aquel intersticio en el cual se encuentra en el instante dado, siempre se dispone de otros intersticios hacia los cuales puede saltar. El hueco puede desplazarse debido a que el ion próximo a él puede «bucear» a su interior, lo que significa que resultará vacante aquella posición que antes ocupaba el ion. Durante este proceso, el hueco se desplaza a la magnitud de una distancia interatómica.

De esta manera, gracias a la idea sobre el «par de Frenkel», se puede comprender por qué bajo la incidencia del campo exterior en el cristal iónico circulan corrientes eléctricas. Con mucha naturalidad se explica también el crecimiento de la corriente a medida en que se eleva la temperatura. Lo mismo que la tensión de vapor, la concentración de los pares de Frenkel en función de la temperatura crece siguiendo la ley exponencial, ateniéndose a esta misma ley aumenta la concentración de los portadores de corriente eléctrica, es decir, también su magnitud.

Las nociones sobre los «pares», Yákov Ilich las plasmó en forma matemática, habiendo cal-

culado la concentración de dichos «pares». Este cálculo es fácil. El resultado del mismo es sencillo, físicamente es claro, se puede comprender, incluso presciendiendo de las matemáticas. Como ya sabemos, cierta cantidad de «pares» de forma obligatoria tienen que estar presentes en el cristal, ya que su surgimiento es consecuencia de la fluctuación de la energía, mientras que la fluctuación es aquello que no puede dejar de tener lugar. En este sentido, los «pares» parece como si no fueran defectos, puesto que el cristal no puede existir sin ellos. La termodinámica, que exige la presencia de fluctuaciones, hace que los «pares» sean vitalmente imprescindibles para el cristal.

Hasta el momento mi relato se asemeja a un cuento con feliz final: está presente el fenómeno enigmático, hay una conjetura propicia que lo explica. El experimentador lo descubrió, el teórico propuso la interpretación cualitativa ¡feliz final! Todo hubiera sido así, si no fuera por una pequeña circunstancia, una nimiedad insignificante: en los cristales con los que experimentaba Ioffe, . . . los «pares de Frenkel» prácticamente no pueden surgir por el hecho de que el tránsito desde el nudo al intersticio requiere una fluctuación energética demasiado grande: el ion es voluminoso, mientras que el intersticio es pequeño, por lo que «introducirse» en este último significaría comprimir fuertemente los átomos que se encuentran en la vecindad inmediata al intersticio dado. Para eso se precisa una gran energía. Por lo menos esto se refiere a cristales tales como NaCl, KCl y otros. Quizá sólo en el cristal de AgCl el asunto es otro, ya que el ion de plata es bastante menor que el ion de cloro, por cuya razón el primero se sentirá cómodo en el intersticio conformado por los iones del segundo.

La advertencia aducida, claro está, no denigra la idea de Frenkel, por el hecho de que dicha ad-

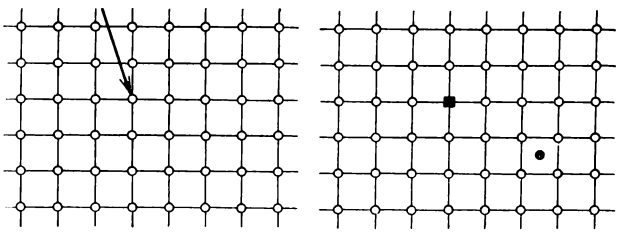
vertencia no posee un carácter de principio, sino sólo cuantitativo: la necesaria fluctuación de la energía es grande y por eso la conformación del «par» es poco probable.

En aquellos años cuando recién acababa de aparecer la idea de Frenkel, aún no existía una clara comprensión de su inaplicabilidad para explicar los experimentos de Ioffe. El final de la historia que he relatado, en aquel entonces, parecía auténticamente feliz. La apariencia ilusoria sobre la concordancia entre la teoría y el experimento se aclaró después, no obstante, ese gran acontecimiento en la historia de la ciencia tuvo lugar, los «pares de Frenkel» nacieron, la idea de defectos, cuya existencia predice la termodinámica, había surgido penetrando de firme en el tejido de la ciencia sobre los cristales, ejerciendo incidencia en el desarrollo de muchos de sus apartados.

Los experimentos de Ioffe, desde el punto de vista cuantitativo, se explicaron algo después. Para ello se empleó una idea, un tanto diferente de aquella que condujo a los «pares». Aquí no hablaré de ella. Sin embargo, quisiera mencionar al respecto una sentencia casi axiomática: una idea profundamente física, internamente no contradictoria, puede resultar vital y significativa incluso cuando parece impotente al aclarar hechos para cuya explicación se había creado.

Al concluir el relato, unas cuantas frases sobre el «segundo aliento de la idea». Cuando los físicos e ingenieros comenzaron de manera activa a ocuparse en las investigaciones sobre las consecuencias de la interacción entre las radiaciones nucleares y la sustancia —esto ocurrió a finales del decenio 40 y comienzos de los años 50— la idea del «par» atrajo su gran atención. Según se aclaró, bajo la influencia de la irradiación el átomo puede abandonar por la fuerza el nudo, sin

esperar para ello el que aparezca la energía necesaria, que le puede ser suministrada por las veleidades de la suerte. El átomo se desaloja del nudo, atrancándose en uno de los intersticios más próximos, así nace el famoso «par». En esta variante radiactiva, el «par de Frenkel» representa



Esquema que ilustra la creación de un par de Frenkel por vía forzada: (■) es un hueco; (●), un átomo intersticial.

uno de los tipos fundamentales de defectos que surgen en los cristales cuando éstos se someten al bombardeo por protones, neutrones, γ-cuantos, etc. Precisamente en la variante radiactiva, el «par de Frenkel» cobró su segundo aliento.

Vacío congelado

La idea de congelar el vacío surgió mucho antes de que se comenzase a escribir sobre ella en revistas científicas y en ponencias para conferencias científicas.

La referencia a una «información particular» no se distingue por su específica calidad demostrativa. Pero en el caso dado, no puede haber otra clase de referencia y, al relatar cómo nació la idea de «congelar el vacío», yo puedo hacer referencia, tan sólo, a la «información particular».

Borís Geórguievich Lázarev, gran especialista en el terreno de la física de bajas temperatu-

ras, uno de los representantes de la generación de físicos que comenzó su actividad en la «escuela de Ioffe», me contó cómo, en cierta ocasión, Yákov Ilich Frenkel le aconsejó «congelar el vacío», eso ocurría a mediados de los años 30, es decir, casi veinte años antes de que B. G. Lázarev llevara a cabo, uno de los primeros, esta idea.

Se trata aquí de lo siguiente. Cuando la temperatura es alta, en la red cristalina la concentración de vacantes — «átomos de vacío» — es grande. Por cierto, es mejor expresarse con más precisión: «grande» significa en total cerca de una centésima de por ciento de las posiciones vacantes en la red cristalina. Si disminuimos la temperatura, también deberá decrecer la concentración de los huecos. Lo importante será a qué velocidad transcurrirá el descenso de la temperatura y la disminución de la concentración de los huecos. Si disminuimos la temperatura despacio, no surge el interrogante: la concentración de los huecos corresponderá con exactitud al equilibrio, siendo dada la temperatura de la probeta.

En principio, es imaginable (así razonaba, probablemente, Ya. I. Frenkel) disminuir la temperatura a una velocidad tal que los huecos que, al descender la temperatura, resulten sobrantes y que de algún modo deben abandonar la red cristalina, no tengan tiempo de hacerlo. Los huecos disponen de muchos modos para desaparecer, salir de la red cristalina. No vamos a reprocharles eso, nos basta con saber que de alguna manera los huecos pueden marcharse. Además, siendo bajas las temperaturas, cuando la movilidad difusoria de los huecos es menospreciable, éstos prácticamente no harán eso. Esto significa que los huecos, es decir, los átomos de vacío quedan congelados. Es, hablando con precisión, eso lo que se tiene en cuenta cuando se dice «vacío congelado». Así se puede congelar las are-

nillas en agua rápidamente enfriada en la cual se ha batido la arena. Si el agua se enfriase lentamente, la arena tendría tiempo para sedimentarse en el fondo.

Los huecos congelados deberán aumentar la resistencia óhmica del cristal metálico en cierta magnitud ΔR. Ya que cada uno de ellos es un centro de dispersión de electrones, $\Delta R \sim c_v = e^{-U_v/kT}$. Midiendo la resistencia en las probetas, templadas a diferentes temperaturas, más exactamente—la magnitud del incremento de la resistencia, se pueden obtener informaciones sobre la concentración equilibrada de los huecos bajo esas temperaturas. ¡Posibilidad esa muy atractiva!

La lógica del teórico, al parecer, no es internamente contradictoria, el vacío se puede congelar. No obstante, eso lo ponían en duda muchos ya entonces, cuando la idea pululaba como tal, e incluso cuando aparecieron los resultados de los primeros experimentos que corroboraron su fundamento.

Quienes objetaban contra la posibilidad en general de congelar el vacío, argumentaban que por muy rápido que el experimentador pudiera enfriar la probeta (puesto que hacerlo a la velocidad infinita, en principio, no puede), de todos modos los huecos tendrán tiempo para abandonar la red cristalina. ¿Hacia dónde? A cualquier parte donde se encuentre para ellos atracadero: hacia un poro, una fisura, una dislocación o la superficie de la probeta. Precisamente hacia cualquier parte, a fin de no permanecer en la solución donde está de sobra, «es excedente». ¡No se templará! ¡Se escapará!

Comenzaré por hablar sobre cómo se montaron los experimentos para templar los huecos y después probaremos a estructurar la teoría elemental sobre la «congelación del vacío».

Los experimentos se montaron de una manera muy sencilla. Me refiero al sentido de los experimentos y no a su realización. Previamente, alambres recocidos de manera minuciosa con corriente eléctrica, alambres de metales (oro, platino, etc.) se sumergieron en un baño con líquido frío, de nuevo con corriente eléctrica se calentaban hasta cierta temperatura determinada, después de lo cual la corriente se desconectaba. El alambre se enfriaba con rapidez. Se juzgaba sobre el hecho de que en él se conservaron huecos congelados a base de medir la resistencia óhmica. Esta resultó ser tanto más elevada, cuanto más alta era la temperatura del alambre calentado con corriente eléctrica, es decir, cuanto mayor era la cantidad de huecos congelados.

Experimentos semejantes se hicieron en unos cuantos laboratorios del mundo, y el resultado obtenido fue el mismo, sin que dependiera de la situación geográfica en que se encontrase el laboratorio: el vacío, por doquier, se congelaba.

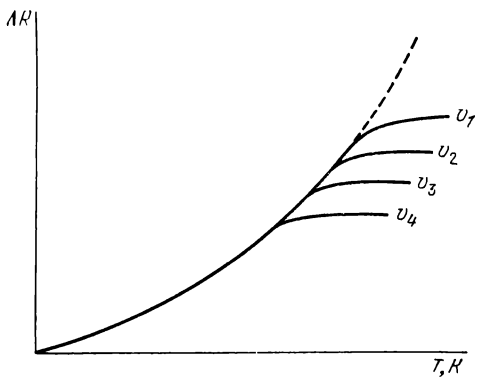
Ahora hagamos la prueba de estructurar la teoría elemental del fenómeno. Tan elemental, que incluso no conviene llamarla teoría. Así, una valoración aproximada, válida tan sólo para percibir las magnitudes que definen el fenómeno.

Supongamos que los sumideros de huecos en la probeta, por término medio, se encuentran uno de otro a una distancia de $\approx 10^{-4}$ cm. ¿Por qué 10^{-4} cm? Simplemente porque para los cristales reales esta es una magnitud razonable. Aquí de nuevo solicitamos que el lector crea al autor. Supongamos, además, que el alambre metálico está calentado hasta la temperatura próxima a la de fusión y se enfría a la velocidad $v = 10^3$ °C/s. Esta velocidad es razonable, aproximadamente velocidades semejantes utilizaron los experimentadores en sus pruebas para congelar huecos. Ahora ya podemos razonar en torno a qué camino

pueden recorrer los huecos durante el tiempo en que se enfría la probeta en ΔT grados, a la temperatura próxima a la de fusión y a la temperatura considerablemente inferior. Debido a que el enfriamiento en ΔT grados transcurre durante el tiempo $\tau = \Delta T/v$, es evidente que durante ese tiempo el hueco logrará recorrer un camino determinado por la fórmula

$$l \approx (D_v \tau)^{1/2} = \left(D_v \frac{\Delta T}{v}\right)^{1/2}.$$

Admitamos que de nuevo el lector me crea en cuanto a que aprovecho la fórmula en forma



Dependencia entre el incremento de la resistencia óhmica de un alambre metálico y la temperatura a partir de la cual se efectuaba el temple.

A medida en que aumenta la velocidad de enfriamiento de la probeta, a los huecos les da tiempo para "templarse" a temperaturas más altas ($v_1 > v_2 > v_3 > v_4$).

correcta. En la pág. 80 demostraré esta fórmula y justificaré, por entero, la credibilidad del lector.

Supongamos que en el intervalo de un grado, el coeficiente de difusión del hueco D_v permane-

ce invariable. Para mayor certeza, vamos a considerar que el experimento se hace con alambres de oro, para el cual a la temperatura de fusión $T = 1063$ °C, $D_v = 10^{-5}$ cm²/s y siendo $T = 700$ °C, $D_v = 10^{-9}$ cm²/s. Supongamos, asimismo, que $\Delta T \approx 1$ °C. En este caso, si se enfría, comenzando desde la temperatura de fusión, entonces durante el enfriamiento en 1 °C los huecos recorrerán un camino $\approx 10^{-4}$ cm, y esto significa que una cierta parte suya y, quizá no pequeña, consigue llegar a los sumideros y desaparecer en ellos. ¡Una parte, pero no todos! Los opositores a la idea se sienten triunfantes: los huecos desaparecen antes de que el experimentador consiga congelarlos. Pero he aquí que durante el enfriamiento en 1 °C, comenzando a partir de la temperatura de 700 °C, los huecos consiguen recorrer un camino de 10^{-6} cm. En comparación con la distancia entre los sumideros de 10^{-4} cm, el recorrido de un camino tan pegueño, equivale a permanecer en un mismo sitio. El lector puede ahora comprender con facilidad que, a la velocidad dada de enfriamiento, la «congelación» del vacío tendrá lugar, comenzando desde una cierta temperatura, hasta la cual la probeta tuvo tiempo de enfriarse. Y cuanto más elevada sea la velocidad de enfriamiento, tanto menor será esa zona de altas temperaturas, donde los opositores a la idea pueden tener, en parte, razón, ya que algunos huecos en realidad logran llegar a los sumideros.

Sobre todos los fenómenos descritos se puede juzgar midiendo ΔR en función de aquella temperatura, a partir de la cual se realizó el temple de los alambres.

¿Para qué necesitaron los físicos estos difíciles experimentos a fin de congelar los huecos y la lucha por el reconocimiento de sus resultados? ¡Para mucho! Yo ya me referí a la posibilidad de

determinar la concentración de los huecos. Pero, además, los experimentos orientados a congelar los huecos, son una magnífica fuente de información en torno a qué velocidad, siendo diferentes las temperaturas, ellos se desplazan. Así como en cuanto a con qué densidad se ubican en el cristal los sumideros de huecos y respecto a cómo distintos sumideros absorben los huecos, o sobre cómo tiene lugar el hinchamiento del metal bajo la influencia del vacío congelado, o bien, sobre cómo se comportan los huecos en el mecanismo electroconductor del metal, cómo se dispersa el electrón en los huecos... Los fines merecen, por entero, el que se realizacen y perfeccionasen esos experimentos tan laboriosos tendientes a congelar el vacío.

Autodifusión clásica común

Yo quiero hablar también sobre ese rasgo imprescindible para la vida del cristal que puede caracterizarse así: «deseo de cambiar de lugares». El poeta considera que esto, aplicable a las personas, es una «propiedad muy dolorosa». El cristal no sufre dolores, pero los átomos que lo componen, aún así, periódicamente cambian el lugar donde temporalmente se asientan, dicho con simpleza, deambulan por la red cristalina. No sólo oscilan en torno a la posición de equilibrio, sino que cambian esa posición.

Ese deambular —la autodifusión— tiene lugar incluso cuando no conduce a consecuencia alguna visible: las propiedades y la estructura del cristal permanecen invariables. En caso de que, a la manera del conocido juego infantil, se diera la orden al átomo «¡quieto!», a fin de estudiar después la estructura del cristal, no habrá síntoma alguno por el cual se pueda determinar que en el cristal, antes de dar esa orden, tuviera lugar el

desplazamiento autodifusivo de los átomos. Semejante proceso se realiza en el cristal «equilibrado», exento de todas heterogeneidades, claro está, a excepción de huecos. Este proceso transcurre únicamente a consecuencia de la fluctuación de energía: esta última, es la causa tanto del surgimiento de los huecos, como de la migración del átomo a la vacante vecina o a la celdilla intersticial próxima. Este salto es el que constituye el acto elemental de autodifusión.

Lo caótico es la definición exacta de la ley (o mejor dicho, la «ausencia de la ley») a la que se supedita el átomo que deambula durante la autodifusión «inútil». En realidad, el hueco puede acercarse al átomo desde cualquiera de los posibles lados y, de esta manera, determinar la dirección del siguiente paso del átomo. La arbitrariedad en la dirección del paso en turno es precisamente lo que se subraya con la palabra «caos». En este caso, el camino de cualquier átomo, señalado en mente mediante una banderilla fijada en el mismo, o marcado de manera real por su capacidad de irradiar, no puede predeterminarse ni adivinarse. Parecería que en esto el relato tendría que terminar, puesto que el caos es caos. Al parecer, no hay de qué hablar. No obstante, gracias a que la dirección del salto de turno del átomo dado, al pasar al hueco, puede ser arbitraria y que todas las direcciones posibles del salto en el cristal son equiprobables, se pueden establecer las leyes a las que se supedita el desplazamiento de una gran cantidad de átomos. La completa incertidumbre sobre el destino de un átomo ofrece la posibilidad de determinar la suerte de un conjunto constituido por muchos átomos. O quizá sea mejor decirlo así: el destino medio del átomo.

Al analizar el mecanismo de los huecos en la autodifusión, de manera natural surge el inte-

rrogante: ¿qué es lo que propiamente se mueve—el átomo o el hueco?

Veamos dos modos de relatar qué puede ocurrir en el patio de butacas, en caso de que se apague la luz en la sala y si el asiento extremo de la primera fila esté libre.

Primer modo. El espectador, sentado en la segunda fila, tras la butaca libre, se trasladará a la primera abandonando la suya. El espectador, que antes estaba en la tercera fila pasará a ocupar el asiento liberado en la segunda fila, desalojando el suyo. El espectador de la cuarta fila, se sentará en la butaca librada en la tercera, dejando vacía la suya. Acto seguido, se podría narrar cómo se comportarían los demás espectadores de las quinta, sexta, séptima y sucesivas filas. A fin de cuentas, deberá prestarse atención a que el espectador de la última fila se sentará en la butaca liberada de la anteúltima fila, dejando desocupado su asiento. El héroe principal de este relato es el espectador, mejor dicho, los espectadores. Todo el tiempo observamos su comportamiento. Y aunque el espectador sea impersonal, en el orden de la narración habrá que mencionar a los espectadores de todas las filas, desde la segunda a la última.

Segundo modo. La butaca vacía se desplazó de la primera a la última fila.

Con el segundo modo de narración se describe el mismo acontecimiento que en el primero. En este caso la abreviatura de la descripción se ha logrado gracias a que a la butaca inanimada se le adjudicó la capacidad de desplazarse. Claro está, se mueven los espectadores y no la butaca vacía, pero resultó más cómodo (¡y nada más!) describir el acontecimiento complejo, recurriendo a la imagen de la butaca en movimiento.

Analicemos en detalle el vagabundeo difusivo de los átomos con ayuda del llamado «mecanismo

de huecos». Este transcurre de la siguiente forma. Si en la vecindad inmediata se encuentran un átomo y un hueco, siendo suficiente la energía de fluctuación, el átomo podrá saltar al hueco vecino. A consecuencia de este acto, la vecindad no se perturbará, tendrá lugar sólo el intercambio de sitios entre el átomo real y el «átomo de vacío». La vecindad se alterará sólo cuando cualquier otro átomo de los que rodean el hueco intercambia con éste de posición. En la secuencia de los actos de intercambio de posiciones entre átomos y huecos, el hueco irá alejándose del átomo que al principio era su vecino, mientras que el átomo podrá dar su paso de turno únicamente después de que al lado suyo aparezca otro hueco. Aquí quizá sería mejor decir no «otro hueco», sino «de nuevo un hueco», ya que los huecos son indistinguibles.

Los dos modos de relatar sobre el acontecimiento en el patio de butacas, donde una de las butacas estaba libre, testimonian que la descripción de los complejos destinos de un conjunto de átomos, se puede sustituir por la descripción del movimiento de los huecos. Esto en muchos casos resulta cómodo y útil. Una vez más subrayo que se trata, como ya se sabe, sólo del modo de expresarse y nada más que eso.

Ocupémonos ahora de la tarea concerniente al desplazamiento del átomo que participa en el inútil vagabundeo caótico. La intuición puede sugerir que el vagabundeo caótico y la permanencia alrededor de un mismo lugar, son conceptos idénticos y, por consiguiente, el átomo deambulante «por término medio», deberá quedar en el mismo sitio. Esta es una sugerencia engañosa. Podremos convencernos de ello en el siguiente sencillo ejemplo.

Sea que en una jornada laboral común y corriente, desde un parque de taxis simultáneamente

sale una gran cantidad de coches. Cada uno de ellos se mueve, a pedido del pasajero casual de turno, y, por lo tanto, la dirección del viaje siguiente será del todo arbitraria y en manera alguna dependerá de la dirección del viaje anterior. El taxi se comportará de modo similar a como lo hace el átomo en vagabundeo caótico. Así ocurrirá si en ese día no hay un acontecimiento que pueda atraer hacia sí la atención de muchos, por ejemplo, un partido de fútbol. A manera de simplificación, consideremos que cada recorrido del taxi se hace por vía recta y a una misma distancia. Se requiere determinar aquella distancia media, respecto al parque de taxis, donde se encontrarán los coches al cabo de un cierto tiempo. ¡Adviértase! se trata de todos los taxis y no de uno de ellos. La suerte de uno puede ser una excepción: digamos, se le paró el motor y durante un tiempo prolongado en que los demás taxis atienden a multitud de pasajeros, el coche averiado permanece en el sitio. También puede ocurrir otro caso: el pasajero de turno necesita hacer muchos viajes del mismo tipo, por ejemplo, tales como: desde casa a la estación, repetidas veces... O bien, el pasajero de turno es un empleado en el parque de taxis que tarda al trabajo, por lo que solicita el viaje al parque... Pero es extraordinariamente poco probable que semejante suerte excepcional corresponda a todos los taxis, así como también será poco factible que todos ellos tiendan a alejarse mucho de la ciudad, puesto que el día es laboral y no festivo. Precisamente por el hecho de que el destino excepcional del átomo (o taxi) es muy poco probable, la tarea sobre la distancia media de un grupo de átomos (o taxis) respecto a la posición inicial cobra sentido. La solución de esta tarea no es tan simple como para que pueda describirse en un libro de carácter popular, por lo que procederemos así: omitiendo la marcha

de su solución, anotamos el resultado y, después, de manera experimental, nos cercioraremos de su justeza. El resultado es, en extremo, sencillo:

$$\overline{X_n^2} = na^2.$$

Significa que si la magnitud de desplazamiento X de cada uno de los átomos, después de n saltos a una distancia igual a, se eleva al cuadrado y, acto seguido, se calcula la magnitud media de esos cuadrados $\overline{X_n^2}$, entonces resulta que será proporcional al número de saltos.

La palabra «salto» apareció porque del taxi ya hemos pasado al átomo. Puesto que el tiempo de espera del salto en turno τ (o tiempo de «vida sedentaria») por término medio es constante y durante un tiempo t el átomo realizará $n = t/\tau$ saltos, la ecuación aducida se puede escribir de otra forma:

$$\overline{X_n^2} = \frac{a^2}{\tau} t.$$

Pero si ahora pasamos de nuevo de los átomos a los taxis, el resultado obtenido significa que la distancia media entre la multitud de taxis y el parque desde donde salieron simultáneamente, con el tiempo variará con arreglo a la ley $\sim t^{1/2}$. La última fórmula será cómodo anotarla de otra forma:

$$\overline{X_n^2} = Dt.$$

La magnitud $D = a^2/\tau$ se llama coeficiente de autodifusión.

Siendo el cálculo severo, cuando se tienen en cuenta todos los seis posibles desplazamientos del átomo (hacia adelante y hacia atrás, en cada una de las tres direcciones en el espacio), resulta que $D = a^2/6\tau$.

Ahora pasemos al experimento modelo de «puntos errantes». Obliguen a vagabundear de

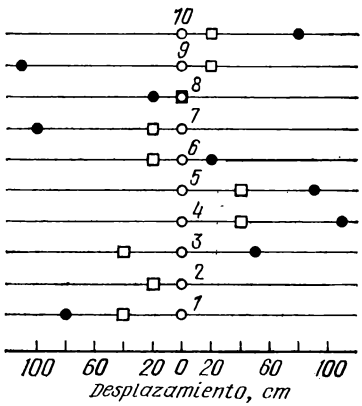
manera caótica a 10 puntos, exigiendo que cada uno de ellos se mueva a lo largo de una recta: cuando una moneda que se lanza al aire cae «de cara», dando un paso a la derecha (por ejemplo, de un centímetro), si cae «de cruz», un paso igual a la izquierda. Después de que todos los puntos hayan dado una misma cantidad de pasos, será necesario elevar al cuadrado la magnitud de desplazamiento (en centímetros) de cada uno de ellos, a continuación sumar esos cuadrados y dividirlos entre la cantidad de puntos, es decir, entre 10. De esta manera se encontrará la magnitud de $\overline{X_n^2}$. Acto seguido, un cálculo similar deberá repetirse adoptando diversos valores para la cantidad de pasos, hasta $n = 100$. Una vez trazada la gráfica de la función $\overline{X_n^2}$ respecto a n, nos convenceremos que, como lo predecía la fórmula que anotamos, creyendo en su justeza, $\overline{X_n^2}$ crece linealmente con el aumento de n. Nosotros hicimos este experimento, representando sus resultados en las figuras. Tardamos en hacerlo dos horas, trabajábamos dos, yo lanzaba la moneda y mi compañero registraba los resultados, después trazamos la gráfica de la función $\overline{X_n^2}$ respecto a n.

Hubiéramos querido obtener, en las coordenadas $\overline{X_n^2}$ y n, una recta, puesto que según la fórmula tenía que precisamente resultar una recta. En nuestra gráfica los puntos, aunque no yacen con exactitud en una recta, se esparcieron junto a ella. Eso es natural, ya que eran muy pocos los puntos y los pasos, demasiado pequeña la estadística para que las leyes probabilísticas adquiriesen la exactitud necesaria. No obstante, incluso en nuestro experimento (sólo 10 puntos, dando cada uno 100 pasos) la ley $X_n^2 \sim n$ se manifestó.

Así pues, resulta que el caos ¡no es tal caos! En él están ocultas severas leyes que se manifies-

tan con nitidez en el proceso de vagabundeo caótico de los átomos en el cristal, con la particularidad de que serán tanto más evidentes, cuanto mayor sean la cantidad de átomos participantes y el número de saltos desordenados que efectúe cada uno de ellos.

Ya que tratamos de penetrar en los rasgos indispensables para la vida del cristal, claro está, que nos vemos obligados a entablar conocimiento



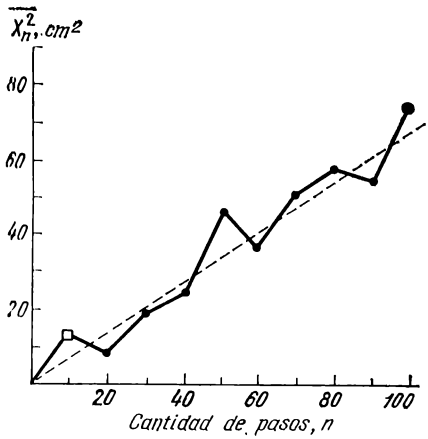
Destribución de los puntos después de diez (□) y cien (●) pasos (modelo "puntos errantes").

con las características cuantitativas de aquel proceso que llamamos «autodifusión clásica corriente» o «vagabundeo inútil de los átomos en el cristal». Vamos a referirnos, principalmente, a los huecos, recordando en firme que los desplazamientos de éstos y de los átomos se encuentran en relación recíproca.

El conjunto de huecos en el cristal puede asemejarse a un gas perfecto. La analogía entre un gas de moléculas o átomos reales y el gas de «átomos del vacío» posee una base del todo razonable.

De manera similar a las moléculas de un gas perfecto, los huecos en la red cristalina distan bastante unos de otros y, por lo tanto, prácticamente no ejercen influencia mutua. En ocasiones pueden chocar y de inmediato alejarse en diferentes direcciones.

Para servirse de esta analogía, conviene cerciorarse que al igual de un gas perfecto, el gas



Variación del desplazamiento medio cuadrático en función de la cantidad de pasos n.
Los puntos (□) y (●) corresponden a las etapas de "vagabundeo", representadas en la figura anterior.

de huecos se encuentra en estado rarificado. Es esta la condición básica a la que deberá corresponder el gas perfecto. Estimemos la distancia media entre los huecos l_v. Si una unidad de volumen contiene n_v vacantes (huecos), entonces

$$l_v = 1/n_v^{1/3}.$$

Puesto que $n_v = c_v N_0$ y $N_0 = 1/\omega$ ($\omega = a^3$ es el volumen que corresponde a una posición en

el retículo), entonces

$$l_v = a/c_v^{1/3}.$$

Incluso en la zona de temperaturas, próximas a la de fusión, bajo las cuales la concentración de huecos es la máxima ($c_v \approx 10^{-4}$),

$$l_v = \frac{3 \cdot 10^{-8}\ \text{cm}}{10^{-4/3}} \approx 6 \cdot 10^{-7}\ \text{cm},$$

es decir, las vacantes, por término medio, se encuentran alejadas unas de otras a 20 distancias interatómicas. Aproximadamente a esa misma distancia se hallan las moléculas, unas respecto a otras, en el aire a presión atmosférica. Al descender la temperatura, la concentración de los huecos c_v disminuye con rapidez, da distancia media entre ellos l_v aumenta, el gas de los huecos resulta más rarificado, lo que significa que la condición básica de que el gas sea perfecto está presente.

En resumen, el conjunto de huecos se puede considerar como un gas rarificado. Empero las partículas de este gas se mueven no en un espacio libre, sino en la red cristalina, lo que define el carácter de su movimiento. Entre cada dos impactos las partículas se desplazan no por una recta, sino por una enredada línea quebrada, constituida por segmentos rectilíneos, que vienen definidos por las distancias entre las posiciones vecinas en la red cristalina, dependiendo estas distancias de su estructura.

Analicemos las características del gas de huecos en algún determinado cristal, por ejemplo, en el oro que posee las siguientes propiedades: red cúbica; distancia entre dos posiciones donde pueden encontrarse los átomos, $a \approx 3 \cdot 10^{-8}$ cm; temperatura de fusión 1336 K. El período de oscilaciones térmicas del átomo en el nudo del

rotículo $\tau_0 \approx 10^{-13}$ s. Supongamos que la temperatura del cristal es $T = 1330$ K, o sea, 6 K menor que la del punto de fusión, y observemos el destino del **hueco** a esta temperatura. Su estado se caracteriza por las cifras siguientes: tiempo de «vida sedentaria» $\tau_v \approx 10^{-10}$ s; cantidad de saltos que realiza el hueco por segundo, $n = 1/\tau_v = 10^{10}$ s^{-1}; camino recorrido por el hueco en un segundo por la línea quebrada, $S = na = 10^{10} \cdot 3 \cdot 10^{-8}$ cm $= 3 \cdot 10^2$ cm $= 3$ m. La última cifra indica que la velocidad verdadera a que se mueve el hueco es ¡ ≈ 10 km/h! Es raro el transeúnte que pueda desarrollar semejante velocidad. El camino recorrido por el hueco, tomado en línea recta ($\bar{X}$), y respectivamente la velocidad de «deriva» son bastante menores que en línea quebrada. Puesto que $D_v \approx 10^{-6}$ cm^2/s, resulta que $\bar{X} \approx (D_v t)^{1/2} \approx 10^{-3}$ cm. ¡El camino a lo largo de la recta es trescientas mil veces más corto en comparación con el recorrido en línea quebrada! A la naturaleza le fue preciso que el hueco durante un segundo 10^{10} veces cambiase su posición sedentaria, recorriendo en línea quebrada un camino de 3 m, pero desplazándose en recta tan sólo a una distancia de 10 μm. ¡Quién sabe por qué a la naturaleza le fue preciso que el hueco se distinga por un ajetreo sin igual!

Se podrían calcular algunas otras características de los huecos. Por ejemplo, establecer que recorriendo en recta, por término medio, 3 μm, el hueco chocará con un semejante suyo, que estas colisiones las sufre el hueco aproximadamente cien veces por segundo, que dos huecos al chocar entre sí realizan en conjunto cerca de diez períodos de oscilaciones y sólo después de esto continuarán su camino por separado.

Los átomos se comportan con más tranquilidad que los huecos. No obstante, también ellos cambian su posición sedentaria un millón de ve-

ces por segundo y se mueven a una velocidad de ≈ 1 m/h.

A medida en que disminuye la temperatura, el coeficiente de difusión decrece, mientras que el tiempo de «vida sedentaria» aumenta. Lo uno y lo otro transcurrirán con rapidez, siguiendo la ley exponencial y el grado de asombro de las cifras aducidas se reducirá. De todos modos estas cifras representan en sí una base suficiente para que las palabras «cristal» y «cuerpo muerto» no se usen como sinónimos.

Huecos destelladores

Los que profesan el convencimiento tradicional de que sólo se puede popularizar ideas y hechos arraigados de firme en la ciencia y establecidos con fiabilidad, considerarán este relato como anticipado, puesto que está dedicado a una idea que se encuentra en pañales, aún no corroborada por el tiempo. Todavía no tuvo tiempo de recomendarse ampliamente, no ha ejercido notable influencia sobre el desarrollo de la física del cristal. Tan sólo ha obtenido cierta aprobación indirecta en unos cuantos experimentos. Aun con todo, me parece tan interesante y vital que, sin arriesgear demasiado a equivocarme, quisiera predecir su éxito en el futuro. Y esto a mí, que no me atengo a la concepción tradicional en cuanto a la popularización, me resulta como base suficiente para hablar sobre esta recién nacida idea en este libro.

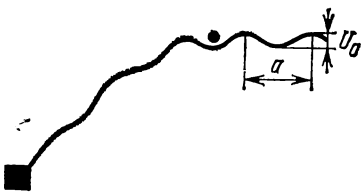
Se trata del «hueco destellador», cuya imagen surgió en la mente del físico que investigaba la influencia de la irradiación electrónica sobre el cambio de ciertas propiedades físicas en los cristales porosos. «Porosos» significa aquellos en cuyas redes cristalinas existen muchas posiciones desocupadas. «Porosos» significa que poseen

un retículo tal, bajo el cual en la estructura hay muchos vacíos en forma de espacios intersticiales.

Por cierto, quizá sobre lo que ocurrió al principio, convenga más hablar al final del relato, y ahora dedicarnos a conocer qué es un hueco destellador.

Razonando sobre el «par de Frenkel», prestamos atención al hecho de que mientras el átomo, que pasó del nudo al intersticio, no abandonó dicho nudo a una distancia mayor de la atómica, podrá con mayor probabilidad regresar otra vez a ese nudo. «El lazo de parentesco» entre el átomo y el nudo no se ha roto definitivamente y el defecto «según Frenkel» todavía no surgió. Son imaginables, sin embargo, situaciones o, mejor dicho, son imaginables cristales tales en los cuales el lazo de parentesco, entre el nudo y el átomo que lo abandonó, seguirá conservándose incluso cuando este último se haya alejado a distancia considerable del nudo. Ya que conserva el lazo de parentesco, regresará gustoso al nudo. Imaginémonos la siguiente situación. Supongamos que el átomo al abandonar el nudo se convirtió en un ion con carga e^+, mientras que el nudo, en este caso, obtuvo la carga e^-. Supongamos además que el átomo, después de abandonar el nudo, se alejó de él a la distancia r_0. Abandonar quiere decir, saltó a consecuencia de la fluctuación térmica, o resultó despachado por alguna partícula que irrumpió en el cristal, teniendo gran energía. ¡No importa cómo lo abandonó, lo importante es que lo abandonó! Yendo a parar a la distancia r_0, el ion experimenta la atracción coulombiana hacia la posición que abandonó con la fuerza definida por la ley de Coulomb: $F_1 = e^2/\varepsilon r_0^2$ (ε es la permeabilidad dieléctrica del cristal). Bajo el efecto de esta fuerza, el ion podría retornar a la posición abandonada, no obstante,

esto lo impide la necesidad de superar la barrera energética condicionada por la presencia de nuevos vecinos para el ion dado en la red. Si la altura de esta barrera energética es U_0 y los vecinos en el retículo distan a, entonces la fuerza que retiene al ion en la nueva posición será fácil de calcular, teniendo en cuenta que el producto de



Montículo energético del cual deberá "deslizarse" el átomo para ir a parar a "su" hueco destellador.

la fuerza por la distancia es igual al trabajo ejecutado (o a la energía consumida): $F_2 a = U_0$, es decir, $F_2 = U_0/a$. Si resulta que la fuerza $F_2 < F_1$, entonces a pesar de la influencia frenante de los nuevos vecinos, el ion de todas las maneras retornará a la posición que abandonó. Comparando las magnitudes de F_1 y F_2, será fácil cerciorarse de que los lazos de parentesco entre el ion y la posición vacante no se alterarán si el valor de r_0 satisface la condición

$$r_0 < r^* = e\left(\frac{a}{eU_0}\right)^{1/2}.$$

El dominio esférico, con radio r^* y en cuyo centro se encuentra la posición vacante, es la «zona de inestabilidad»; al no salir de los límites de esa zona, el ion retornará a su hueco, como si estuviera enlazado con éste por medio de una goma, estirada pero que no reventó. La salida del ion fuera de los límites de la «zona de inestabilidad» significa que el ion pierde los lazos de parentesco con aquella posición donde antes se

encontraba. En nuestro modelo eso equivale a que la goma reviente. El radio de esta zona de inestabilidad puede ser no pequeño, en caso de que el cristal sea bastante poroso, es decir, si la altura de la barrera energética U_0 es lo suficiente baja. Por ejemplo, si $U_0 \approx 10^{-1}$ eV $= 1{,}6 \cdot 10^{-13}$ erg, entonces siendo $e = 4{,}8 \cdot 10^{-10}$ g$^{1/2}$·cm$^{3/2}$/s y $a = 3 \cdot 10^{-8}$ cm, el valor de $r^* = 2{,}5 \cdot 10^{-7}$ cm, o sea, casi 10 veces supera la distancia interatómica. Como se infiere, r^* no es tan pequeño, por lo tanto, los lazos de parentesco pueden resultar reales, incluso, a grandes distancias.

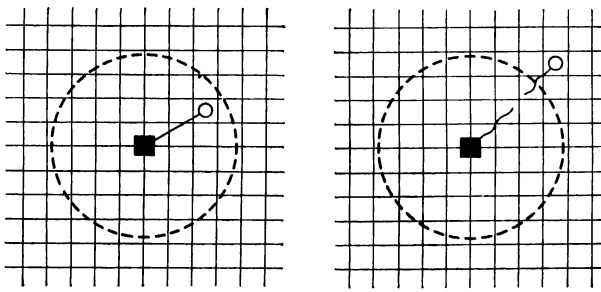
Retornemos al modelo de la goma estirada que enlaza al ion en la zona de inestabilidad con el hueco. Para que la goma actúe no se precisa en manera alguna esperar la fluctuación energética a fin de superar la barrera U_0. La fuerza coulombiana (en nuestro modelo, la goma estirada) hará regresar el átomo al nudo que abandonó, como dicen los físicos, «sin activación»: el átomo se desplazará del nudo al intersticio y de inmediato regresará al nudo que antes había abandonado. Mientras tanto el hueco sólo tendrá tiempo de «destellar».

Para poder justificar el nombre metafórico «huecos destelladores», valoremos el tiempo τ_v, necesario para el retorno del ion al hueco. Con seguridad, $\tau_v \leqslant r^*/v$, donde v es la velocidad de movimiento del átomo en retorno. Puesto que su energía, adquirida bajo la incidencia de la fuerza F_1, $W = F_1 \cdot r^*$, entonces $v = \left(\frac{2W}{m}\right)^{1/2} = e\left(\frac{2}{mr^*e}\right)^{1/2}$ y, por lo tanto,

$$\tau_v \approx \frac{r^{*3/2} m^{1/2} e^{1/2}}{e\sqrt{2}}.$$

Es fácil convencerse de que siendo razonables los valores de las magnitudes que determinan el

tiempo τ_v, su valor $\approx 10^{-12}$ s, es decir, una vez surgido el hueco vive 10^{-12} s sin el ion que lo abandonó, pero después el ion retorna tranquilo de su viaje, mientras que el hueco deja de existir. «Destelló», y desapareció. Ese hueco es el «hueco destellador». Esos son los «huecos destelladores». Así, por derecho del descubridor, los llamó el profesor V. M. Koshkin. A mi entender, los bautizó de maravilla, proponiendo un término-modelo, exento de doble sentido, que indica una



El átomo que abandonó la zona de inestabilidad, "rompe la goma" que lo enlaza con el hueco destellador.

analogía evidente, asequible y comprensible para todos. A mi se me ocurrió otro término—«huecos centelleantes». Es más poético (¡ el cielo nocturno, las estrellas!), pero considerablemente menos exacto. Empero el término físico cobra claridad y es atractivo sólo en caso de que se consiga vincularlo con facilidad a las observaciones cotidianas acostumbradas, sin la menor duda.

En cierta ocasión, V. M. Koshkin me relató que la idea sobre los huecos destelladores le surgió en un momento en que contemplaba la superficie tranquila del río sobre la cual caían gotas de lluvia. La gota deja su huella sobre la lisa superficie del agua, pero después de destellar desapa-

rece. Si el torrente de lluvia se ha estabilizado y es homogéneo, las huellas producidas por los golpes de las gotas contra el agua, se distribuyen por la superficie del río de manera uniforme, supeditándose a las leyes de casualidad. Ambos rasgos de los huecos destellantes se manifiestan: las huellas de las gotas surgen de manera casual y, una vez que han destelleado, desaparecen. Aquí, quizá convenga anotar que la contemplación de la lluvia sobre el río puede ser una ocupación favorita para muchas personas, pero la imagen de los huecos destellantes pudo sugerirla únicamente a aquel, que mucho antes de esa lluvia contemplada, pensaba en los defectos puntuales de los cristales, sobre el mecanismo que los hace aparecer y desaparecer. Se podría haber hablado aquí de la concentración de los «huecos destelladores» y convencerse de que en muchas estructuras porosas deberá haber incluso más que los acostumbrados huecos comunes, estables no «destellantes». Dejemos esos razonamientos fuera del contexto. Dedicándonos, de momento, a hablar sobre los efectos y fenómenos físicos donde los «huecos destelladores» se manifiestan. Ahora, ya casi al final del relato, viene como anillo al dedo, recordar qué ocurrió en el origen, cuando nacía la idea.

Por medio del experimento se estableció que los cristales de In_2Te_3 (¡son porosos!) poseen enorme inmunidad a las radiaciones. Esto significa que por mucho que se les bombardee por un flujo de electrones o de protones, sus propiedades no cambian, en ellos no se acumulan defectos. Tanto su estructura, como su resistencia óhmica, y otras muchas propiedades suyas, no conservan el recuerdo de que el cristal fue sometido al bombardeo, a semejanza de la superficie del río que tampoco recuerda la gota de lluvia que en cierto instante cayó sobre ella. Para el físico, el resultado es muy extraño, motivo para la meditación, para

el tecnólogo especialista en materiales, el resultado es asombroso, puesto que significa la existencia de un material resistente a las radiaciones, del cual se puede fabricar artículos inmunes a la radiación.

La excepcionalidad de un material así se explica con facilidad mediante las ideas sobre los «huecos destelladores». Los neutrones (supongamos que hemos bombardeado precisamente con ellos) desalojan los átomos de los nudos, pero los átomos al abandonarlos quedan en las correspondientes «zonas de inestabilidad», y, por consiguiente, casi de manera instantánea retornan a los nudos que habían abandonado, mientras que los «huecos destelladores», desaparecen también de súbito. Al parecer, en eso reside el secreto sobre la inmunidad a las radiaciones inherente a los cristales del tipo In_2Te_3.

Otro ejemplo más. En forma experimental se ha establecido que muchos diferentes iones ajenos (impurezas) en los cristales In_2Te_3 se difunden de tal manera que la energía para activar el proceso no depende de la clase de átomo que difunde. Este fenómeno se puede explicar así. El ion impuro, al quedar cerca del «hueco destellador», puede saltar a él aventajando al que antes le pertenecía el hueco. Aquellos 10^{-12} s, que necesita el átomo para regresar desde el intersticio a su propio hueco, para el mundo de los átomos es un tiempo nada pequeño, y el átomo de impureza diestro puede tener tiempo suficiente para ocuparlo antes. Esta agresión, así como el retorno del ion propio, transcurre sin activación y, por lo tanto, la energía para activar el proceso difusorio de cualquier ion de impureza, se determinará tan sólo por la energía imprescindible para que «nazca» el hueco destellador. Pero esta magnitud es característica del cristal y no depende de la especie de impurezas.

Por cierto, la independencia de la energía para activar el proceso de difusión del átomo de impureza en el cristal In_2Te_3, cuando la difusión está atendida por los «huecos destelladores», antes fue prevista teóricamente y sólo después corroborada por el experimento. Esta circunstancia transfiere convicción y fuerza vital a la imagen del «hueco destellador». La difusión es el primer fenómeno donde los «huecos destelladores», inventados para explicar la elevada inmunidad a las radiaciones de los cristales «porosos», se manifestaron de manera independiente. ¡Que sea este un buen principio!

Tanto la elevada inmunidad a las radiaciones, como las particularidades del proceso de difusión, certifican en pro de la imagen sobre los «huecos destelladores», claro está, únicamente de forma indirecta. Estaría muy bien que con ayuda de algún método se pudiera «ver», «sentir», o registrar de cualquier otra manera el «hueco destellador». Confiemos en que esto lo hará alguno de los futuros científicos, alguien entre nuestros actuales estudiantes. Pues, como se sabe, también los huecos corrientes durante casi dos decenios tan sólo existieron como imagen hipotética y únicamente con ayuda del proyector iónico, en la década de los años 40, se fotografió y se vio su acumulación. Hoy día existe el derecho para hablar sobre los «huecos destelladores» como de una invención muy interesante del teórico que, quisiéramos creer, se conservará en la teoría del cristal real.

A propósito, ¡no será el «hueco destellador» un rasgo de la vida del cristal!

Los electrones como un gas cuántico

A comienzos de nuestro siglo, en la historia del estudio de los cristales, hubo un período cuando, entre los muchos problemas, el relacionado

con los «electrones en el metal» era muy enigmático, intrigante, casi un callejón sin salida. Juzguen ustedes. Los experimentadores que estudiaban las propiedades eléctricas de los metales mostraban que en el metal existen electrones que se mueven libremente. He aquí dos hechos muy esenciales detectados por ellos. El primero: si un conductor en rápido movimiento, conectado al amperímetro, se detiene un instante, por el conductor fluirá corriente eléctrica y el amperímento lo percibirá. Está claro de qué se trata: en el conductor parado los electrones continúan su movimiento progresivo, a la manera de como se mueven los pasajeros que viajan de pie en el tranvía que frena de repente. Los electrones en movimiento condicionan la posibilidad de descubrir la corriente. Basándose en el modelo descrito para el mecanismo excitador de la corriente eléctrica en un conductor frenado, se puede calcular la magnitud de la corriente. ¡La calcularon! ¡El resultado del cálculo coincidió con el experimento! Se cercioraron de que, para los portadores de la carga, la relación característica entre la magnitud de la carga e y la masa m, es la misma que para el electrón libre. ¡Resulta convincente! Segundo hecho: al conductor se conecta una fuente de tensión y por él fluye la corriente eléctrica. Todos saben eso y para todos está claro de qué se trata: en el metal existen electrones libres que bajo la incidencia de la tensión se mueven. Teniendo en cuenta precisamente esta causa de la corriente, su magnitud se puede calcular. ¡La calcularon! ¡Los resultados del cálculo y del experimento coincidieron magníficamente! ¡También esto es convincente!

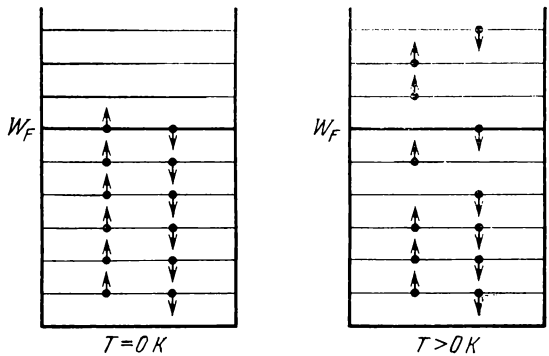
Otros experimentadores, investigando la capacidad calorífica de los metales, con otros hechos, afirman que en los metales, en general, no existen electrones libres. Ellos midieron la capa-

cidad calorífica de la probeta metálica y, en concordancia con la ley de Dulong y Petit, obtuvieron la cifra próxima a 6 cal/(mol·K). Como sabemos, esta capacidad calorífica corresponde sólo al retículo. ¿Pero dónde está la aportación de los electrones libres? Puesto que si en verdad existieran y en conjunto conformasen el «gas de electrones libres», entonces cada uno de ellos tendría la energía cinética de 3/2 kT. Si, además, se descarta la energía potencial de su interacción (eso es posible, ¡los electrones están libres!) y si se tiene en cuenta que por cada ion en la red cristalina corresponde un electrón en el gas de electrones libres, entonces la energía térmica de los electrones por mol de sustancia será 3/2 NkT y, por consiguiente, su capacidad calorífica debería igualarse a 3/2 Nk = 3 cal/(mol·K). Como se sabe a ciencia cierta, 6 + 3 = 9, ¡pero el experimentador sólo descubre 6!

La situación, por lo menos, es asombrosa: ¡el amperímetro siente los electrones, pero el calorímetro—no! Uno y otro aparatos poseen grandes méritos ante las ciencias naturales y, sin ningún género de dudas, ¡son dignos de respeto y de confianza ! Se debe confiar en quien dice «sí» y en quien dice «no». La cosa, evidentemente, no está en los aparatos, ¡en manos hábiles los aparatos dicen la verdad! La cosa, al parecer, consiste en que, siguiendo la huella de los corifeos de la física de comienzos del siglo, pronunciando las palabras «electrones libres», nosotros tan sólo hemos visto la mitad de la verdad sobre los electrones en el metal. A nosotros nos interesan los rasgos indispensables para la vida del metal y, por lo tanto, tiene que interesarnos también por qué las viejas y bondadosas concepciones sobre el movimiento térmico de las partículas, cuando su energía es proporcional a la temperatura, con arreglo a los electrones, resultan ser evidente-

mente insuficientes. Los electrones «viven» ateniéndose a otras ciertas leyes, manifestando al mismo tiempo rasgos de vida no habituales, por lo menos, no inherentes a los iones.

La primera mitad de la verdad sobre los electrones consiste en ser libres, en que bajo el efecto de la fuerza que se les aplica pueden moverse



Distribución de los electrones por los peldaños de la escalerilla energética para $T = 0\text{K}$ y $T > 0\text{K}$.
Las flechas están orientadas en diferente sentido a fin de subrayar que dos electrones, con una misma energía, no son idénticos.

en una dirección determinada y ser simultáneamente portadores de corriente eléctrica.

Busquemos ahora la segunda mitad de la verdad sobre los electrones. En su búsqueda nos pueden ayudar las leyes de la mecánica cuántica. Entre sus leyes fundamentales figura la ley (o principio), enunciada por primera vez por el eminente físico suizo Wolfgang Pauli. Según éste, en estado con una misma energía se pueden hallar no más de dos electrones. Hoy día no hay de donde deducir la ley de Pauli, sin embargo, se puede tener certeza de que si la naturaleza dejase de

supeditarse a ella, para la naturaleza eso culminaría de manera desastrosa, lamentable. Todos los electrones en el átomo tenderían a ocupar las posiciones con mínima energía y al unísono agruparse en las inmediaciones de su núcleo y el actual átomo —base del universo— dejaría de existir. ¡Lo demás, que el lector lo acabe de intuir! Como ya se ha indicado la naturaleza es sabia y se somete a las grandes leyes, seguramente, porque adivina las consecuencias que trae consigo el violarlas.

Retornemos, sin embargo, al electrón en el metal. Siendo $T = 0$ K, cuando los electrones no están excitados por el movimiento térmico, deberán ocupar en la escalerilla energética «cuántica» los escalones más inferiores, dos en cada uno de ellos. El nivel del peldaño más alto, el llamado nivel de Enrico Fermi, le corresponde la energía Fermi W_F, que depende de la densidad de la corriente electrónica, es decir, de la cantidad de electrones por unidad de volumen. Si nosotros comenzamos a calentar este gas, los electrones que se encuentran en los escalones profundos no pueden captar la energía térmica, ya que para ello deberán pasar a los siguientes peldaños en altura, ¡pero estos están ya ocupados! Por lo cual podrán «calentarse» sólo aquellos electrones que se encuentren ubicados cerca del peldaño más alto; estos electrones, habiendo captado la energía térmica, podrán trasladarse a los peldaños más elevados que se encuentren libres. Así se aclara una situación paradójica: se calienta el metal con todos los electrones que le pertenecen, en cambio sólo *unos cuantos* de ellos perciben la energía térmica, pero *precisamente* estos últimos determinan la capacidad calorífica del gas electrónico.

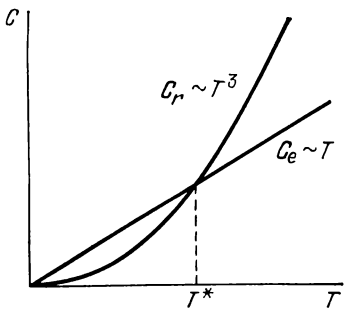
Esta frase última, quizá sea la más fundamental en todo este relato. Nos da derecho a afirmar

que la capacidad calorífica del gas electrónico no es nula, pero a ciencia cierta, menor de 3 kal/(mol·K), puesto que todos aquellos electrones que en la escalerilla energética se encuentren situados por debajo del nivel de Fermi, no participan en el movimiento térmico que condiciona la capacidad calorífica de los electrones. El cálculo exacto corrobora que la aportación electrónica a la capacidad calorífica del metal, incrementándose a tenor de la ley $C_e \sim T$, siendo la temperatura elevada, es pequeña, en un orden del 1%. Esta magnitud es próxima al error de medida de la capacidad calorífica. Precisamente por esto el experimentador obtiene una magnitud cercana a 6 kal/(mol·K).

Aquí, continuando la lógica de la exposición, algún lector notará que a medida en que se liberen los peldaños próximos al nivel de Fermi, a ellos podrán pasar los electrones procedentes de escalones inferiores y, a fin de cuentas, todos los electrones comenzarán a tomar parte en el movimiento térmico. Todo quedará en sus lugares «clásicos», y el seis se convertirá en nueve. Este lector tiene razón. Dicho con más exactitud, tiene razón cualitativamente, o sea, hablando en general ¡puede ser pero... realmente no ocurrirá así! El quid de la cuestión se encierra en que, de cálculos nada complicados, se deduce que el gas electrónico pierde la memoria en cuanto a su naturaleza cuántica y se transforma en un gas clásico a la proximidad de la llamada «temperatura de degeneración», la cual para los metales resulta ser muy alta, de un orden de 10^5 K. A temperatura tan elevada cualquier metal se evapora y, junto con él, desaparece también el objeto de nuestras preocupaciones: el gas electrónico. Por consiguiente, casi llegando hasta la temperatura de fusión, el gas de electrones en el metal resulta, como dicen los físicos, «fuertemente degenerado»,

a ciencia cierta, cuántico. Y, por lo tanto, la capacidad calorífica del gas electrónico puede despreciarse en comparación con la capacidad calorífica de la red cristalina. Se sobreentiende, en la zona de temperaturas elevadas, donde se justifica la ley de Dulong y Petit.

Meditemos en lo que deberá ocurrir en la zona de bajas temperaturas, allí donde la ley de Dulong y Petit resulta inconsistente. La capacidad



En la zona de temperaturas bajas ($T<T^*$) la capacidad calorífica de los electrones C_e resulta mayor que la del retículo C .

calorífica del retículo $C_r \sim T^3$ y la de los electrones $C_e \sim T$. Esto significa que deberá existir una temperatura tal T^*, por debajo de la cual la capacidad calorífica de los electrones será mayor que la del retículo. Esta temperatura será muy baja, para los metales cerca de 10 K. Experimentalmente se descubre con nitidez corroborando que nuestras ideas sobre la capacidad calorífica de los electrones —gas cuántico— son razonables.

Tomemos aliento un instante, recordemos lo relatado e intentemos imaginarnos el cuadro general del movimiento de las partículas-iones y partículas-electrones que integran el metal. Primero en la zona de temperaturas altas. La red

cristalina, constituida por iones, se comporta de modo «clásico»: los átomos oscilan en las proximidades de las posiciones de equilibrio, el modelo «átomo-bolita» con muelle refleja bastante bien este proceso. Mientras que los electrones se comportan de manera «cuántica» percibiendo tan sólo una pequeña fracción de aquella energía térmica que podrían recibir desde el retículo caliente. Existen dos conjuntos de partículas: los iones «clásicos» y los electrones «cuánticos». Las partículas de cada uno de estos conjuntos se mueven, supeditándose a sus propias leyes, manifestando sus rasgos característicos de vida.

Pasemos ahora a la zona de temperaturas bajas. La suerte del gas electrónico sigue siendo la misma, puesto que ambas temperaturas «baja» y «alta» están muy alejadas de la «temperatura de degeneración» del gas electrónico. Empero he aquí que el subsistema iónico, al pasar a la zona de bajas temperaturas refleja los rasgos, ya conocidos, de carácter cuántico.

Al llegar casi al final del relato, sin relación alguna notoria a lo expuesto con anterioridad, quiero llamar la atención sobre una particularidad importante del gas electrónico. En tanto que cada átomo formando parte de la composición del retículo metálico, cede por término medio, cerca de un electrón al gas, la densidad de este gas resulta enorme e igual a $1/\omega \approx 10^{23}$ cm^{-3} (ω es el volumen correspondiente a un átomo). Esto es 10^4 veces mayor que la cantidad de partículas en un gas ordinario bajo presión normal. Así pues, la densidad del gas electrónico es tan enorme, como lo sería la densidad (cantidad de partículas en unidad de volumen) de un gas ordinario bajo la presión de 10 000 atmósferas. En este caso resulta que ¡tan elevada densidad no impide al gas electrónico conservar las propiedades de un gas perfecto!

El gas electrónico posee otra particularidad más que lo distingue de manera drástica con respecto al gas perfecto «clásico» ordinario, cuya imagen nos es familiar desde los años escolares, en que por primera vez conocimos la ley de Boyle—Mariotte. Ya en aquel entonces, asimilamos en firme que la energía cinética de las partículas de un gas perfecto supera en tanto la energía potencial de interacción entre ellas que, al calcular la energía total del gas, la potencial se puede despreciar. Además, esto se puede hacer con tanto más razón, cuanto más rarificado está el gas. Por consiguiente, el grado de «carácter perfecto» para el gas clásico aumenta al disminuir su densidad. Por lo que se refiere al gas cuántico (en particular, al electrónico) la situación es diametralmente opuesta: cuanto más denso es el gas, tanto más perfecto resultará. ¿Es extraño? ¡Desde luego extraño, pero así es! El asunto consiste en que, al parecer, la energía cinética ε_c de los electrones en el conjunto depende de la cantidad de éstos en la unidad de volumen n_e, según la ley $\varepsilon_c \sim n_e^{2/3}$, mientras que la energía potencial ε_p de su interacción supeditada a la ley de Coulomb, varía en función de la distancia l_e entre los electrones ateniéndose a la ley $\varepsilon_p \sim 1/l_e$. Puesto que $n_e = 1/l_e^3$, entonces $\varepsilon_p \sim n_e^{1/3}$. Es evidente que aumentando n_e, es decir, al incrementarse la densidad del gas electrónico, ε_c crece con más rapidez que ε_p, lo que significa que el gas nos proporciona mayor fundamento para menospreciar ε_p, en comparación con ε_c, o sea, resulta más perfecto.

En resumen, el cristal metálico está «impregnado» por el gas electrónico de enorme densidad. Es fácil comprender que la presencia de este gas es una condición imprescindible para la existencia del cristal metálico. Puesto que si pudiésemos expulsar los electrones libres a partir del metal, «soplarlos» de la red cristalina, los iones que

quedasen en los nudos, poseyendo cargas iguales, por efecto de la repulsión coulombiana se dispersarían unos de otros, el retículo «explotaría» y dejaría de existir. El gas electrónico, podría decirse, consolida la red cristalina, compuesta por iones que mutuamente se repelen.

Los electrones se desplazan por el metal

En los años escolares yo no sentía veneración por la ley de Ohm. Al contrario, me parecía que no existía, en modo alguno, fundamento para que la afirmación, del todo evidente, se convirtiera en monumento al científico. ¡La corriente eléctrica es proporcional a la tensión! ¿Bueno, y a qué otra cosa puede ser proporcional? ¡Claro está, a la tensión!

La ley de Ohm, sin embargo, en forma evidente se merece mayor respeto. Su aparente sencillez refleja procesos complejos que transcurren en el cristal, cuando por éste fluye la corriente eléctrica. La ley de Ohm se estableció por vía experimental en el año 1826 y con el tiempo se convirtió en fuente de importante información sobre las propiedades del cristal vivo. A esto dedicamos el relato.

Si prescindimos de la hipnosis que causa el manual escolar, entonces no será tan evidente que la corriente deberá ser proporcional a la tensión. Se puede con facilidad estructurar una secuencia de pasos, del todo lógica, que conducirá a una afirmación diferente de la ley de Ohm. Esta lógica se asienta en una verdad auténtica. Si bien no toda la verdad necesaria se tendrá en cuenta en esa lógica. Estructuremos esa secuencia de pasos teniendo en mente al metal, es decir, al cristal compuesto, como se sabe, de iones que se encuentran ubicados en los nudos de la red crista-

lina y de electrones colectivizados, a los cuales se les llama: «gas electrónico».

Primer paso: la corriente eléctrica, o sea, la cantidad de electrones que pasa a través de un área de 1 cm^2 por unidad de tiempo, permaneciendo invariables todas las demás condiciones, deberá ser proporcional a la velocidad de los electrones. Es un paso correcto, no despierta duda alguna.

Segundo paso: si al cristal se le ha aplicado tensión constante, entonces el electrón percibirá una acción de determinada fuerza. En este caso, según la ley de Newton (el electrón no tiene derecho a no someterse a esta ley) el electrón deberá moverse con aceleramiento constante, es decir, con el tiempo su velocidad tendrá que aumentar. Esto significa que, a medida que transcurra el tiempo, aumentará también la corriente. Al parecer tampoco en este paso hay errores.

Pero si esto es así, habremos llegado a una conclusión diferente a la ley de Ohm: la tensión es constante, en cambio la corriente con el tiempo se incrementa porque aumenta la velocidad de los electrones. Nuestros disciplinados pasos nos han conducido hacia un corolario asombroso: aplicamos al cristal metálico una pequeña tensión, pero en él la corriente eléctrica, con el tiempo, aumentará hasta el infinito, sin límite. La lógica parece impecable, pero la aseveración que se deduce de ella contradice en forma violenta a los hechos. ¡Simplemente absurdo!

Claro está, no pecan los hechos, sino nuestros razonamientos. Para que éstos concuerden con los hechos es preciso comprender por qué los electrones, sintiendo sobre sí la acción externa de la fuerza constante aplicada y sin entrar, en este caso, en conflicto con la ley de Newton, se mueven a pesar de todo a velocidad constante y no con aceleramiento constante. Bajo la incidencia de una fuerza constante externa el cuerpo puede

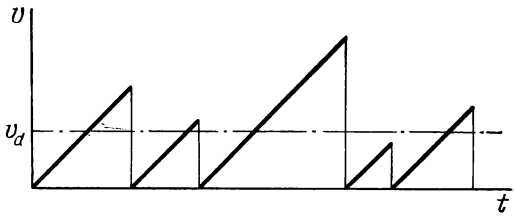
moverse a velocidad constante sólo a condición de que, además de esa fuerza, sobre él actúe también la fuerza de fricción. Por ejemplo, digamos, la bolita en el seno del líquido cae a velocidad constante, soportando sobre sí dos fuerzas: la fuerza de gravedad y la fuerza de fricción de la bolita con el líquido, orientada en sentido contrario. Por su magnitud estas dos fuerzas son iguales, su diferencia es nula y la ley de Newton se cumple: en ausencia de fuerzas actuantes, el cuerpo o bien deberá encontrarse en reposo, o moverse de manera uniforme y en línea recta. Tiene lugar lo segundo.

Retornemos a los electrones. Así pues, para que se cumpla la ley de Ohm, en el metal los electrones deberán moverse sintiendo la fuerza de fricción. Nos encontramos, claramente, en el camino correcto, ya que al parecer, gracias precisamente a esa peculiaridad del movimiento de los electrones en el cristal metálico, éste se calienta por la corriente eléctrica que fluye, poniendo al descubierto la «resistencia óhmica». El calor es la consecuencia de que los electrones pierden la energía gastada para vencer la fricción.

Ahora nuestra lógica concuerda con la ley de Ohm. Debido a que la velocidad establecida será tanto mayor cuanto más sea la fuerza que incide sobre el electrón y puesto que esta fuerza es proporcional a la tensión aplicada, entonces también la corriente eléctrica será proporcional a la tensión. Ambas leyes se han observado: la de Ohm y la de Newton.

Queda aún por desentrañar el contenido físico que deberá introducirse en la palabra «fricción». Hablando en general, «fricción» es aquello que engendra la fuerza que en el proceso de movimiento impide el aumento de la velocidad del cuerpo que se mueve bajo la influencia de una fuerza externa aplicada. Esto, como ya se ha

dicho, es sólo «hablando en general». Pero si se habla en concreto, teniendo en mente al electrón que se mueve en el cristal, entonces bajo la incidencia de la fuerza, generada por la tensión aplicada, el electrón no incrementará de manera progresiva la velocidad por el hecho de que en su camino se encuentra con diversos obstáculos contra los cuales aquél, al parecer, tropieza. Incrementa la velocidad y después la pierde;



Variación de la velocidad del electrón en función del tiempo.

Incrementando la velocidad, el electrón la pierde periódicamente en el instante de su dispersión en las heterogeneidades de la estructura.

vuelve a incrementarla y de nuevo la pierde y así, sucesivamente. En este proceso discontinuo se desplaza con una cierta velocidad de «deriva» v_d. Esta es la que precisamente define la corriente.

Es natural la pregunta: ¿Contra qué «tropieza» el electrón? Prácticamente contra toda heterogeneidad de la estructura del metal. En primer lugar, contra las impurezas, átomos extraños, que en la red cristalina en torno a sí crean tensión. Debido a que la cantidad de átomos de impurezas no depende de la temperatura, su aportación a la resistencia óhmica del metal tampoco cambia al variar la temperatura. Se suele decir: aportación independiente en fun-

ción de la temperatura. En segundo lugar, contra aquellas heterogeneidades, cambiantes con el tiempo, en la estructura del cristal, que están condicionadas por el movimiento térmico de los átomos que lo integran. Nosotros ya sabemos que el conjunto de las excitaciones térmicas en la red cristalina se puede imaginar como un gas de cuasipartículas-fonones, sobre esta segunda causa de la resistencia que el retículo ofrece a los electrones podemos decir así: dispersión de los electrones en los fonones. Ya que la densidad del gas de fonones aumenta con la temperatura, crecerá también el «aporte dependiente de la temperatura» condicionado por ellos en la resistencia de la red cristalina frente a los electrones en movimiento.

Estos dos aportes en la resistencia eléctrica de los metales se pueden valorar, aprovechando su diferente actitud respecto a la temperatura: si se enfría el cristal metálico hasta la temperatura muy próxima al cero absoluto, entonces los fonones prácticamente desaparecerán (se dice «se congelan») y en ese momento el papel de las impurezas se pone al descubierto en su aspecto puro: cuanto menor cantidad de impurezas haya, tanto menor será la resistencia «residual». A esta posibilidad de determinar el grado de pureza del metal, los físicos recurren con frecuencia. Este hecho puede enunciarse de otro modo: el «aporte dependiente de la temperatura» en la resistencia óhmica, a medida que decrece la tempepatura, disminurá y, al alcanzar el cero absoluto, se anulará. Si en este caso el retículo del metal resultase perfecto, éste manifestaría una resistencia óhmica nula, o sea, se convertiría en conductor eléctrico ideal.

Así pues, la ley de Ohm se merece una actitud respetuosa, en los años escolares yo estaba claramente ofuscado.

Vientos en el cristal

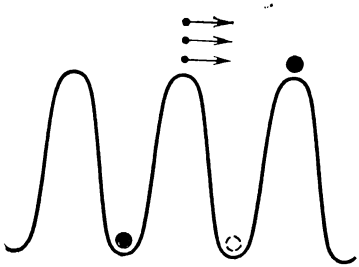
En esta narración nos vamos a referir a dos diferentes vientos que soplan en el cristal: el electrónico y el de los huecos. Todo aquello a que vamos a dedicarnos se puede denominar «vientos» con la suficiente fundamentación, ya que la analogía con el viento corriente que, como se sabe, se mantiene gracias a la diferencia de presiones del aire tiene largo alcance.

Comencemos por el viento electrónico. Se tiene en cuenta aquella dirección del flujo de los electrones en el metal, que se mantiene por la diferencia de potencial. Ya hemos hablado de ella cuando analizamos la ley de Ohm. Sin embargo, entonces sólo nos interesamos por la capacidad del flujo para desplazar la carga, mientras que la imagen «flujo electrónico —viento», en aquella conversación sobre la corriente eléctrica, la dejamos de lado. Aquí nuestro relato versará precisamente sobre esta imagen.

En el metal, a elevada temperatura, en el recorrido del electrón, entre otros obstáculos, puede aparecer el ion, el cual al recibir la porción casual necesaria de energía, realiza un salto difusivo elemental, es decir, se encuentra en estado de migración. Este ion «excitado» que no se encuentra sentado en el foso potencial, sino que resulta en la cúspide de la barrera potencial, está muy sometido a la acción del viento. El electrón en movimiento, azuzado por el campo, puede transferir a ese ion parte de su impulso, «soplar» en él y arrastrarlo consigo. Examinemos este proceso con mayor detalle.

Si en forma imaginaria se conserva la diferencia de potencial y se excluye el movimiento de los electrones, entonces resultará que el ion con carga positiva, por la parte del campo, sen-

tirá la acción de la fuerza dirigida hacia el cátodo y, por lo tanto, hacia el cátodo deberá dirigirse preferentemente el desplazamiento de los iones que realizan el salto difusivo. Esta



El ion que se encuentra en la cúspide de la barrera se somete a la acción del viento.

fuerza equivale al producto de la verdadera carga del ion q por la magnitud de la tensión del campo eléctrico: $F_{\leftarrow} = qE$.

En realidad, sin embargo, el ion sufre la acción de dos fuerzas: la fuerza del campo, que determina el desplazamiento hacia el cátodo del ion con carga positiva y la fuerza del viento electrónico, dirigida en sentido contrario, que «sopla» a los iones, arrastrándolos en dirección hacia el ánodo. Los teóricos calcularon que en los metales auténticos donde la cantidad de electrones libres se aproxima al número de iones que conforman el retículo, la fuerza del viento electrónico es considerable, en diez y más veces supera la fuerza condicionada por el campo. Simplificando su cálculo, se puede valorar la fuerza del viento $F_{\rightarrow}$. Esta ejerce sobre el ion una cierta presión $P_{\rightarrow} = F_{\rightarrow}/S$, donde S es el área, ocupada por el ion. Los físicos dicen «diámetro de dispersión», acentuando con ello que el electrón al chocar con ese área, sufre la disper-

sión. Aproximadamente, esta magnitud es igual al cuadrado de la distancia entre los iones en el retículo: $S \approx a^2 \approx 10^{-15}$ cm^2. La presión es el producto de la densidad de los electrones en movimiento n por la magnitud de la energía ε, que cada uno de ellos posee: $P_{\rightarrow} = n\varepsilon$. Puesto que el electrón acumula energía durante el recorrido entre dos actos de dispersión, es decir, atravesando un camino igual a la longitud del recorrido libre l, y debido a que la energía adquirida es el producto de la fuerza por el recorrido, entonces $\varepsilon = qlE$. Ahora ya se puede escribir que $F_{\rightarrow} = nqlSE$. La fuerza resultante que, estando presente el campo E, soporta el ion que se encuentra en la cúspide de la barrera potencial, evidentemente es igual a la diferencia de fuerzas $F_{\leftarrow}$ y $F_{\rightarrow}$: $F = F_{\leftarrow} - F_{\rightarrow} = (1 - nlS)\, qE$.

La fuerza efectiva del viento $F_{\rightarrow}$, por regla general, en los metales resulta ser considerablemente mayor que la fuerza dependiente de la carga verdadera del ion. Comparemos estas fuerzas:

$$\varkappa = \frac{F_{\rightarrow}}{F_{\leftarrow}} = nlS.$$

Ya que $n \approx 3 \cdot 10^{22}$ cm^{-3}, $S \approx 10^{-15}$ cm^2, $l \approx 5 \cdot 10^{-7}$ cm, entonces $\varkappa \approx 15$! La fuerza del viento puede alcanzar valores nada despreciables, es más, bastante considerables. Esto significa que si en ausencia del campo eléctrico los iones deambulan caóticamente por el retículo (autodifusión), cuando aquél aparece se detectará que los iones adquirirán el desplazamiento preferente en dirección hacia el ánodo a una velocidad proporcional a la diferencia entre las dos fuerzas: del viento y del campo.

Resumamos de paso: bajo la influencia del viento electrónico el desplazamiento difusivo

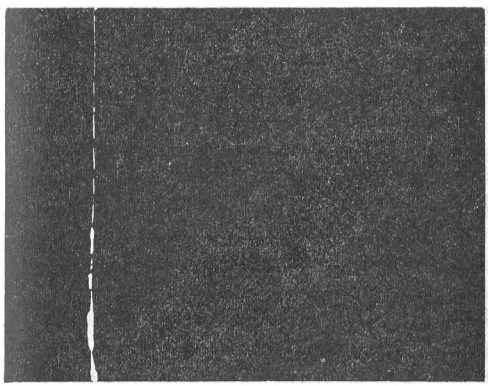
de los átomos en el metal se transforma en dirigido. Esto significa que el viento electrónico deberá condicionar la transferencia de la sustancia. Se dice así: transferencia eléctrica. Aquí quizá convenga imaginar de manera cuantitativa las condiciones del experimento en el cual se descubre la transferencia de la sustancia bajo la acción del viento electrónico.

He aquí algunas cifras que caracterizan los experimentos de transferencia eléctrica en los metales. Han sido tomadas de una investigación, en la cual se estudiaba la influencia del campo eléctrico en la autodifusión de la plata a temperatura de 800 °C. La densidad de la corriente eléctrica que circulaba por la probeta, $2 \times \times 10^4$ A/cm^2, la velocidad a la cual se movían los átomos de plata hacia el ánodo, 10^{-4} cm/h, la transferencia de un átomo de plata hacia el ánodo iba acompañada por el paso a través de la probeta de 10^{10} electrones. Las cifras 1 átomo y 10^{10} electrones caracterizan, claro está, no la fuerza del viento electrónico, sino el hecho de en cuánto los electrones son más móviles que los átomos que se desplazan difusivamente.

De manera experimental la acción del viento se puede descubrir utilizando átomos marcados: en ausencia de la corriente eléctrica la franjita de átomos marcados se dispersará difusivamente en forma simétrica, mientras que estando presente la corriente, en forma asimétrica desplazándose por la dirección del viento. Se puede, no obstante, detectar la acción del viento también sin recurrir a la ayuda de los átomos marcados. Relataré una de esas posibilidades.

Al transferir la sustancia hacia el ánodo ocurre lo siguiente. Cerca del cátodo de donde parten los átomos, los planos atómicos deberán desmontarse, desplazándose átomo por átomo hacia el ánodo, para organizar allí nuevos planos,

«insertados» en la red cristalina. Las consecuencias de esta transferencia se pueden hacer visibles recurriendo a un procedimiento muy ingenioso. La idea del procedimiento es muy sencilla. En la superficie pulida de la probeta se esparce uniformemente una capa delgada de negro de carbón. Después del recocido resulta que cerca del ánodo, donde se conformaron nuevos planos



El viento electrónico "rompe" la capa de negro de carbón, aplicada sobre la superficie del cristal.

atómicos, la probeta se ensanchó y en la capa de negro de carbón apareció una fisura nitidamente perceptible. De una manera un tanto curiosa sobre esto se podría hablar así: sopla el viento electrónico y obliga a que se rompa la delgada capa superficial de negro de carbón.

Ahora le toca el turno al viento de huecos. Su aparición es cómodo explicarla en el siguiente sencillo ejemplo. Imaginémonos que el cristal compuesto por átomos de la especie *A* está fuertemente oprimido al cristal que consta de átomos de la especie *B*. Siendo la temperatura

elevada comenzará el desplazamiento difusivo de los átomos de ambas especies. Van a moverse al encuentro unos de otros hasta que, a fin de cuentas, tenga lugar su completa mezcla y se forme una solución homogénea. Nosotros suponemos que, en principio, la formación de semejante solución, desde el punto de vista energético, se justifica por entero y, por consiguiente, deberá conformarse. Aún otra suposición más: los átomos de ambas especies se desplazan por los huecos. Y, por fin, la última suposición, más exactamente, no suposición sino constatación de una circunstancia que casi siempre tiene lugar: los átomos de la especie *A* y de la especie *B* se desplazan a diferentes velocidades. Las palabras «casi siempre» se justifican con la lógica elemental: dos magnitudes sólo tienen un modo de coincidir, modo este que consiste en resultar coincidentes, mientras que los modos de diferenciarse, son innumerables!

Pues bien, dos flujos de átomos al encuentro condicionan la presencia de dos flujos de huecos al encuentro. Ya que los flujos de átomos son diferentes, resultarán ser también diferentes los flujos de huecos al encuentro. Y esto significa que existe un flujo dirigido de huecos que es la diferencia entre dos flujos de huecos al encuentro. Es esto, precisamente, lo que condiciona el «viento de huecos» que sopla en dirección a aquel cristal cuyos átomos difunden con mayor velocidad.

¿Qué puede hacer este viento? «Soplar», arrastrar los átomos en difusión! Pero lo hace de una manera muy particular. El flujo de huecos orientado, digamos, hacia la fuente de átomos de la especie *A*, les va a suministrar el medio de transporte en forma de huecos los cuales, de esta manera, ayudarán a estos átomos a moverse ... contra el viento. El flujo de huecos

orientado resulta ser una especie de viento negativo, puesto que «arrastra» los átomos no alejándolos de sí, sino atrayéndolos hacia sí. Algo curioso, pero asombroso: ¡ya que no son los átomos materiales los que crean el viento, sino los «átomos del vacío»!

En experimentos especiales al respecto se comprobó que el viento negativo de huecos, es un viento del todo real que se entromete notoriamente en el proceso del mezclado difusivo de los átomos de distinta especie.

Al llegar aquí quisiéramos hacer una advertencia relacionada con el término modelo «viento de huecos». Este término está en esencia menos justificado en comparación con el término «viento electrónico». El quid de la cuestión consiste aquí en que el hueco «soplador» no transfiere impulso al átomo, como lo hace el electrón «soplador». Mientras que para el viento verdadero la transferencia de impulso es su rasgo principal. Es por esa precisa razón por la que «el viento de huecos» es un término menos justificado, en el modelo para el cual sirvió de base se utiliza tan sólo en la medida de rasgo externo puro: a semejanza de las partículas en el viento verdadero, en el viento de huecos, éstos se desplazan en dirección determinada. ¡Y nada más!

CAPÍTULO II

El cristal poblado de defectos

En cuanto se refiere a dos palabras que figuran en el encabezado del capítulo—«defectos» y «poblado» es conveniente brindar una explicación al lector.

Comencemos por la palabra **defecto**. En la interpretación cotidiana de la palabra «defecto» ¡se entiende algo malo! Es aquello que no debe permitirse, contra lo cual hay que luchar, que se debe corregir o, en algunos casos, ocultar. En calidad de sinónimo con frecuencia utilizan la palabra «defectuoso» y ésta ya, sin duda alguna, equivale a ¡mal! ¡En la gama de colores a la palabra «defecto», por regla general, corresponde el negro! Sin embargo, aplicada al cristal, en esencia, se nos muestra como polícroma. En ocasiones el «defecto» ¡no es una vergüenza, sino una virtud del cristal!

Vamos a considerar que el defecto es cualquier perturbación con respecto a la estructura idealmente correcta del cristal, cuando cada átomo se encuentra en el nudo de la red cristalina y cada nudo está ocupado por un átomo. Pues bien, ese estado ideóneo sin defectos es, ni más ni menos, una ficción, en el cristal se encuentran tanto aquellos defectos que le son inherentes a tenor con las leyes de la física y que, por consiguiente, el cristal está obligado a darles alber-

gue en calidad de rasgos indispensables para su vida, como aquellos defectos que se han alojado en él por la fuerza, al crecer el cristal o durante el proceso de su servicio.

Desde los tiempos inmemoriales, la palabra «cristal» se emplea acompañada de los epítetos «puro», «perfecto», «transparente», «brillante». Empero en el cristal se han descubierto multitud de defectos y, en ocasiones, tal parece que en él no queda lugar para lo perfecto. Hablando en serio, esas dudas no tienen fundamento alguno en tanto que en la conformación de defectos en los cristales, incluso en aquellos que estén muy lejos de ser perfectos, participa una parte, relativamente pequeña, del total de átomos. Pero, aún así, el escrupuloso catálogo de defectos es largo y, con el tiempo, lo será más.

Cada uno de los defectos es objeto digno de investigar y de narrar en forma popular sobre él. El cristal posee vitalidad gracias a sus defectos, éstos son su fuerza y su debilidad; la tenaz memoria suya y sus principales vías de transporte; sus organos para adaptarse al medio circundante y su sistema nervioso que reacciona frente a las influencias externas. Claro está, los defectos, por muchas vueltas que se dé, seguirán siendo defectos, no obstante, no es recomendable presentarlos con tintes negros, deberán emplearse tonalidades más sutiles.

Ahora unas cuantas frases en torno a la palabra **«poblado»**.

En cierta ocasión, después de una conferencia pública mía frente a un auditorio adolescente, uno de los oyentes, pensativo y escogiendo las palabras, me preguntó:

— ¿Quién fue el primero en inventar... mejor dicho en poblar los huecos en los cristales?

Esta pregunta, hecha con toda seriedad, me agradó, tanto por la palabra «poblar» como por

su curiosidad que me hacía recordar al bromista que pregunta: «¿Quién inventó la enfermedad de Botkin?»

Evidentemente, se cae por su propio peso que nadie pobló los huecos en los cristales, allí desde los siglos remotos «han vivido» defectos invisibles, no percibidos, que abiertamente no se dieron a conocer, como, por cierto, muchos otros defectos. Hubo un tiempo cuando los físicos del cristal aún no estaban preparados para ocuparse en la búsqueda de los huecos en los cristales, además, la propia reserva acumulada de ideas era insuficiente para ello y los métodos experimentales estaban poco desarrollados. Allí donde tenían que detectarse los huecos, introduciendo claridad en los fenómenos a estudiar, habitaba la semiclaridad, la ilusión de que se comprendía, un conocimiento cercano a la verdad, pero que no coincidía con la misma. Pero cuando, al seguir la marcha natural en el desarrollo de la ciencia, maduró la idea sobre los huecos, comenzaron a descubrirlos en decenas de laboratorios, cientos de investigadores. Al parecer, antes era como si no existieran los huecos, pero ¡aparecieron repentinamente! ¡Vinieron a poblar los cristales!

Cada tipo de defectos cuenta con su propia historia de «población». Algunos de ellos, antes de que se descubrieran en las investigaciones de los experimentadores, declararon su existencia en las estructuraciones formales de los teóricos. Así, en particular, ocurrió con los huecos y las dislocaciones. Otros, gracias a su evidencia, se dejaron descubrir, prescindiendo de fórmulas y de ecuaciones. Defectos semejantes existen a montones: son poros y fisuras, rasguños y muchos otros. Tanto en el primer caso, como en el segundo, esas historias son interesantes y pintorescas, sin duda, cada una de ellas ameritaría un relato especial.

Con arreglo al defecto en el cristal, la palabra «poblar» tiene un sentido más, próximo a su significado común y corriente. En realidad se puede poblar el cristal con defectos, sometiéndolo a diversas influencias: deformación, bombardeo con flujo de partículas, o de cuantos de diversa densidad. Se puede poblar de defectos, colocando el cristal en el campo eléctrico, o en cualquier medio agresivo. Existen muchos modos para obligar al cristal a alojar en su seno el defecto. Su estudio representa una de las principales tareas de la física del cristal, la ciencia que se dedica a estudiar el cristal real vivo.

En este capítulo hablaré sobre muchos defectos del cristal, considerando ya que sobre los huecos —defecto del cual no puede prescindir el cristal— hemos hablado en el entendimiento de que se trataba de uno de los rasgos indispensables en la vida del cristal.

En los orígenes de la idea

Se ha convertido ya en una trivialidad el pensamiento en torno a que las distintas generaciones de científicos se familiarizan con las nuevas ideas en grado diferente de ligereza. La joven generación de científicos es la que con más facilidad asimila las nuevas ideas, puesto que inició su vida en la ciencia cuando la «nueva» idea ya no es tan novedosa. Estos científicos la perciben como algo que de por sí se sobreentiende. Su asimilación no suscita la protesta interna, ni tampoco la necesidad de superar multitud de barreras, entre las cuales figuran la barrera llamada «tradición» y la denominada «rutina». En algunas ocasiones, las mencionadas barreras no las pueden «superar» incluso mentes preclaras y relevantes. Un niño de siete años, hijo de mi amigo, encontrándose junto a su padre contem-

plando el cielo nocturno por el cual se movía un punto luminoso, le dijo a su padre emocionado: «¡Nada de particular, un spútnik comùn y corriente!» Para el niño —una cosa habitual, para el padre— un milagro.

Para el científico maduro el surgimiento de una nueva idea significa la necesidad de interpretar de modo nuevo mucho de aquello que antes le parecía claro y resuelto. Pero esta necesidad de manera furtiva crea cierta resistencia interna frente a la nueva idea. No suele ser fácil vencer esa resistencia, readaptarse es siempre más difícil que aprender.

En cierta ocasión, Max Planck, meditando sobre el devenir y el desarrollo de nuevas ideas, en relación con la acogida que manifiestan las distintas generaciones, exteriorizó una idea triste, consistente en que la suerte de la ciencia en desarrollo reside en el hecho de que las generaciones adultas se marchan...

Recuerdo los años cuando la imagen sobre las dislocaciones —ya conformada con nitidez y confirmada por experimentos del todo convincentes— se reconocía con gran dificultad por parte de la generación de mis maestros. El hueco, era ya cosa fuera de dudas, aquello con que se había operado durante muchos años, a lo que se había acostumbrado, lo que se había justificado en muchas batallas científicas, lo que había cobrado confianza y merecido agradecimiento. Esa generación mantuvo ante las dislocaciones una actitud, no diría hostil, pero sí con cierta opinión preconcebida, con cautelosa desconfianza, que iría desapareciendo con el correr de los años, debido al surgimiento de nuevos hechos.

Mi generación de cristalofísicos fue más afortunada, comenzamos a familiarizarnos con la ciencia sobre las dislocaciones, ya cuando las barreras internas, en el camino hacia la asimila-

ción de la nueva idea, eran no muy elevadas. Las dislocaciones «nacieron» cuando nosotros eramos niños; las dislocaciones proclamaron su existencia en voz alta, cuando nosotros recién iniciabamos nuestro camino en la ciencia.

Empero para mis maestros, así como para aquellos que fueron maestros suyos, la cosa resultó difícil. ¡Más difícil a éstos que a mis maestros! Recuerdo cuando, a comienzos de los años 50, en la revista «Exitos de las ciencias físicas» apareció un artículo detallado sobre las representaciones teóricas, ya conformadas para aquel entonces, en torno a las dislocaciones. El artículo era obra de la pluma del destacado físico A. H. Cottrell. La juventud científica acogió esta publicación con sincero interés frente al nuevo cúmulo de ideas y, por fortuna, con justificadas esperanzas de que muchos aspectos oscuros en la física del cristal real quedarían aclarados.

Los representantes de la generación madura de cristalofísicos se sintieron conmovidos. No se encontraban dispuestos a convertirse en partidarios y propagandistas de la nueva teoría. Después de dudas y búsquedas concienzudas, ellos no encontraban en esta teoría respuestas a multitud de interrogantes que, por cierto, quedaban sin responder incluso en el círculo acostumbrado de sus ideas. He aquí ejemplos sobre sus dudas ¿Si las dislocaciones son portadoras de la plasticidad en el cristal, entonces por qué éste es tanto más plástico, cuanto más perfecto sea, es decir, por lo visto, cuanto menos dislocaciones haya en él? No se comprende cómo aparecen las dislocaciones. A consecuencia de fluctuaciones, como ocurre en el caso de los huecos, ellas no pueden surgir, lo que reconoce el propio Cottrell. En los límites intergranulares tampoco pueden aparecer, puesto que el policristal es menos plás-

tico que el monocristal. Por lo visto, las dislocaciones no tienen relación directa con el surgimiento del deslizamiento plástico, mientras que su presencia puede tan sólo obstaculizar la propagación de la deformación plástica. La explicación respecto a la plasticidad, deberá buscarse partiendo de las representaciones sobre la red cristalina perfecta, en cambio, la «hipótesis de dislocaciones» puede resultar ser una barrera en el desarrollo de otras teorías, a las cuales les puede tocar en suerte solucionar el problema de la plasticidad... En sus equívocos estaba presente una cierta falta de perspicacia, pero en lo primordial, figuraba el conservatismo de buena fe tan inherente en los científicos honestos que antes de reconocer las nuevas ideas, con tesón intentan eludir aquellas viejas que gozaban ya de un cierto prestigio. Recordemos que así se comportaban también los más insignes, hasta el momento en que se convencían de que, en los marcos de las viejas ideas, lo nuevo era inexplicable. En esto, propiamente, residían las fuentes que dieron origen a su insignidad.

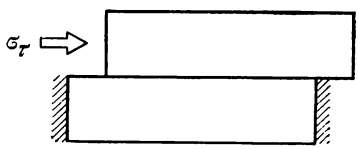
Por fortuna, las nociones en torno a las dislocaciones resultaron tan fructíferas que muy pronto conquistaron el derecho incondicional para su existencia. No obstante, las dudas de los adultos sicológicamente son siempre justificables. La ciencia en desarrollo no puede prescindir de semejantes dudas y no avanza sin ellas.

Si el autor de este libro fuese un físico 10—15 años más joven que yo, al parecer, comenzaría por exponer los fundamentos, sin detenerse en aquel tiempo en que la nueva corriente en la física del cristal real iba conquistando el derecho a ser reconocida. Yo también diré algo referente a los fundamentos. Pero para empezar quise recordar aquellos tiempos en que la dislocación con dificultades conquistó el derecho de «insta-

larse» en el cristal. Yo vivía y comencé a trabajar entonces y, por consiguiente, me tomo el derecho a tales remembranzas.

El deslizamiento, una tarea difícil de realizar

Quizá uno de los más importantes servicios que puede prestar el científico a cualquier problema (excluida, claro está, su completa solución) consiste en indicar los límites de aplicabilidad de las ideas y representaciones que dominan en

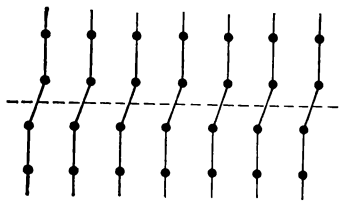


Modelo del deslizamiento "puro", la parte inferior del cristal está fijada.

el problema de que se trate. Es de gran importancia descubrir las contradicciones existentes entre las ideas en el terreno de la teoría y los hechos experimentales conocidos. Tenemos en cuenta las contradicciones auténticas y no aquellas ilusorias que pueden ser consecuencia, por ejemplo, de errores en el experimento, cuando a veces el experimentador toma lo deseado por lo real, o cuando el teórico parte de premisas equívocas o, sencillamente, realiza cálculos erróneos. ¡Ambos ejemplos son del todo reales!

En el año 1924, el famoso físico-teórico soviético Ya. I. Frenkel, meditando sobre la resistencia mecánica de los sólidos, decidió calcular el esfuerzo requerido para efectuar el deslizamiento de una parte del cristal, con respecto a otra, a lo largo del plano cristalográfico.

A todas luces, una simplísima tarea entre las más simples. Sin embargo, antes de Frenkel nadie se ocupó de ella y por *n*-ésima vez a él le tocó realizar el cálculo, que después se convertiría en clásico, con el cual se descubrió una profunda contradicción entre las imágenes adop-



Esquema del deslizamiento "puro" a nivel de átomos.

tadas en aquel entonces sobre el proceso de deslizamiento en el cristal y el enorme conjunto de hechos experimentales.

Yákov Ilich se basaba en el modelo del proceso, casi axiomático y prácticamente el único razonable en aquellos tiempos: para deslizar una parte del cristal, respecto a otra, se necesita simultáneamente desplazar en el plano de deslizamiento todos los átomos de la parte trasladable en relación a aquella que permanece inmóvil. Hablando de una manera sencilla, ¡para desplazar, algo tiene que desplazarse! ¡Suposición ésta muy natural!

Siguiendo a Frenkel, calculemos la tensión necesaria para ello. Frenkel supuso que a medida en que se mueve una parte del cristal, respecto a la otra, deberá superarse una resistencia cuya magnitud cambia periódicamente junto con el desplazamiento, repitiéndose después de cada traslado en la distancia interatómica. Esta suposición es absolutamente natural, si el modelo

que sirve de base para el cálculo es justo. Además, Frenkel consideraba que el desplazamiento mutuo de las partes del cristal va acompañado por su deformación elástica. En estas suposiciones él obtuvo la valoración de la tensión de cizalladura máxima σ_τ, que se necesita aplicar para que comience el desplazamiento. Pero una vez comenzado, éste continuará: al inicio del proceso, cuando los átomos de las partes que se desplazan del cristal, se hallan unos sobre otros, la resistencia al cizallamiento es la máxima y, por consiguiente, ¡lo difícil es empezar!

He aquí el cálculo de Frenkel

$$\sigma_\tau = \frac{G}{2\pi},$$

donde G es el módulo de cizallamiento. Puesto que $G \approx 10^{12}$ dyn/cm^2, entonces $\sigma_\tau \approx 10^{11}$ dyn/cm^2. En realidad resulta que para efectuar el desplazamiento, digamos, del cristal de cobre basta con aplicar una tensión alrededor de 10^8 dyn/cm^2, es decir, mil veces menor que la predicha por la teoría, basada en la idea sobre el desplazamiento que transcurre simultáneamente por todo el «plano de deslizamiento».

Después de Frenkel, muchos teóricos puntualizaron este cálculo, pero sus puntualizaciones tan sólo variaban de una manera insignificante el resultado principal. La suposición respecto a que el desplazamiento transcurre simultáneamente a lo largo de todo el plano, conlleva a tensiones excesivamente grandes que superan en mil veces las que se descubren en el experimento. Frenkel hizo un enorme servicio al problema referente a la resistencia mecánica del cristal, descubriendo la llamativa contradicción entre la teoría del proceso de resbalamiento y los resultados del experimento.

Por regla general, sospechamos más en los errores del teórico, que en los que pueda cometer el experimentador porque, a diferencia del primero, argumenta su razón con hechos y no con una materia tan inestable como los razonamientos. Estos, por lo común, se suelen considerar como una cosa menos tozuda que los hechos. En el caso de la apreciación de Frenkel la cosa se presenta en particular compleja, puesto que parecía imposible montar un experimento en el cual, el modelo de cizallamiento propuesto por él, se realizase y su cálculo fuese experimentalmente corroborado o rechazado. En realidad, en este caso dado no se puede experimentar con cristales reales comunes, ya que en ellos, prácticamente, siempre están presentes diversos defectos, mientras que el modelo de Frenkel y su cálculo presuponen el cristal perfecto, sin defectos. No obstante, se encontró la posibilidad de realizar semejante experimento. Se llevó a cabo casi 20 años después de que Frenkel realizase su cálculo. En este experimento no figuraban los cristales, sino el modelo del cristal construido con pompas de jabón.

Nosotros ya hemos entablado conocimiento con el modelo de pompas BNL del cristal. Aquí diremos algo sólo respecto a cómo se utilizó para comprobar el cálculo de Frenkel. En el caso dado el modelo es bueno porque puede carecer de defectos y precisamente eso es lo primordial y necesario para verificar la justeza del cálculo.

Simulando el deslizamiento en el conjunto de perfecta ordenación de las pompas de jabón, los experimentadores midieron dos magnitudes: en primer lugar, según los datos sobre la deformación en la más temprana etapa, cuando todavía no había tenido lugar el mutuo deslizamiento de las pompas, calcularon el módulo de cizalla-

miento de la balsa bidimensional de pompas y, en segundo lugar, a tenor de esos mismos datos determinaron la magnitud del esfuerzo máximo, necesario para el comienzo del propio desplazamiento. Resultó: $\sigma_\tau = G/20$. En el denominador de la fórmula de Frenkel figura 2π, mientras que los experimentadores obtuvieron 20. A esta diferencia en 3 veces puede no dársele importancia particular, mientras que la teoría, respecto a los experimentos con cristales reales no concuerda en mil veces.

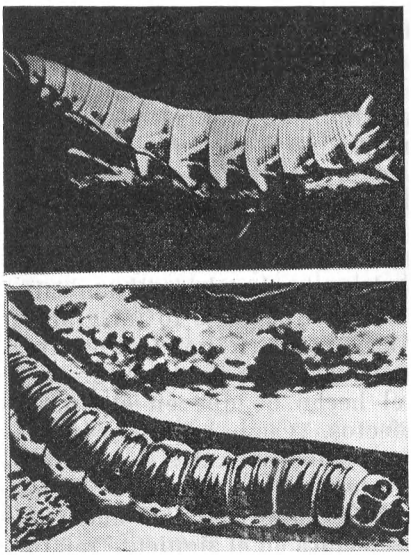
Conviene advertir que en la historia relatada el experimento con el modelo jugó un papel que no le era del todo propio. Resultó ser una fuente de información que con anterioridad en los experimentos con los cristales no se pudo conseguir. Así pues, un buen modelo también puede lograr eso.

En resumen. El experimento con el modelo confirma la justeza de la teoría, en cuya base se encuentra la idea sobre que el desplazamiento se realiza simultáneamente por todo el plano. La teoría llamativamente no concuerda con los resultados de los experimentos realizados con cristales reales. Es natural llegar a la conclusión de que las ideas, que conformaron la base de la teoría, no corresponden a los procesos que tienen lugar en los cristales, donde el deslizamiento transcurre no del todo así como se lo imaginaba Frenkel en el año 1924. La teoría, evidentemente, necesita tener en consideración la estructura del cristal, es decir, el hecho de que en el cristal están presentes defectos. ¿Cuáles? ¿En qué cantidad? ¿Con qué propiedades? Antes de obtener respuesta a estos interrogantes, después de los trabajos de Frenkel, transcurrieron 6 años, en nuestro libro todo se aclara en el siguiente relato.

Modelos: movimiento de una oruga, desplazamiento de una alfombra

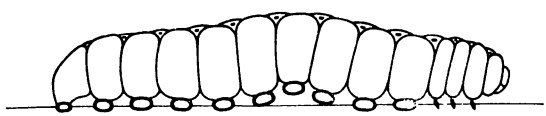
En el presente relato deberá aclararse aquello que se mantuvo en incognita en el anterior. Comencemos desde lejos, con razonamientos que pueden parecer muy alejados del cristal que nos interesa. Además, para razonar, eligiremos un modelo que no tiene ni la más mínima relación con el cristal. Tratando de comprender cómo transcurre el deslizamiento en el cristal, vamos a considerar el régimen de movimiento ... de la oruga.

Para comenzar hagamos con este «modelo» un mal experimento: intentemos arrastrar la oruga por la tierra. Hacerlo no es sencillo, para ello se precisan considerables esfuerzos. Están condicionados por el hecho de que nosotros



Estas fotografías no necesitan explicaciones.

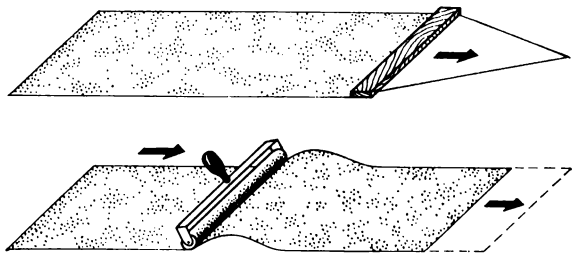
intentamos separar, de la tierra, al mismo tiempo, todos los pares de patas de la oruga. Hablando en general, la oruga podría desplazarse en ese régimen: es decir, empujándose desde la tierra simultáneamente con todas sus patas y, al mismo tiempo, «deslizarse» a cierta distancia. Cada uno de esos pasos-saltos exigiría esfuerzos por parte de la oruga. Pero ella, a ciencia cierta, no es capaz de realizar semejantes esfuerzos y, por lo



El acto de desplazamiento de una oruga va acompañado por el levantamiento de un par de patas.

tanto, utiliza otro régimen de movimiento: de la superficie de la tierra separa tan sólo un par de patas, desplazándolas en el aire vuelve a ponerlas en tierra, después repite lo mismo con el siguiente par de patas y así, sucesivamente. Después de que cada par de patas haya sido desplazado por el aire y descendido a la nueva posición, toda la oruga se habrá movido a la distancia que, por turno, se ha desplazado cada par de patas. Esto sonará de manera curiosa, pero el paso de oruga es aquel que, al desplazarse a lo largo de la tierra, la oruga en realidad vuela por el aire. Precisamente así, ¡vuela por el aire! Por cierto, también nosotros, al caminar por la tierra, volamos. Para realizar el siguiente desplazamiento de la pierna, la separamos del suelo y, con facilidad la trasladamos por el aire. Ni uno sólo de los pares de patas de la oruga se arrastra por la tierra. Precisamente por eso se desliza con facilidad.

Sobre el paso de oruga se puede hablar de otra manera, con palabras que nos aproximan el ejemplo al cristal. En el sistema «oruga—tierra» existe un «defecto» móvil, el par de patas que no contacta con el suelo. La oruga se desplaza en un paso sólo cuando ese defecto se traslada a lo largo de todo el cuerpo de la oruga.

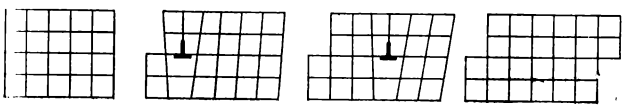


Desplazar la alfombra, alisando el pliegue, es más fácil que arrastrarla simplemente por el suelo.

Con insistencia solicito del lector que lea dos o tres veces el párrafo anterior y con atención medite en su contenido. Es muy importante para todo lo que sigue.

El objetivo que perseguimos en este relato es de importancia y, por tanto, en el camino hacia él, tiene sentido gastar un poco de tiempo para examinar otro modelo más: la alfombra que yace sobre un suelo liso. Correr esa alfombra por el suelo, si se encuentra bien ajustada al mismo, no es una cosa fácil: el área de contacto de la alfombra con el suelo es grande, la alfombra es de buena calidad, pesada, por lo que los esfuerzos para correrla no serán pequeños. Pero si a través de la alfombra se cuenta con un pliegue estrecho (¡defecto!), a lo largo del cual la misma está separada del suelo, se podrá desplazar la alfombra con esfuerzos considerablemente meno-

res. Estos se precisarán tan sólo para alisar el pliegue. Cuando el pliegue haya pasado a lo largo de toda la alfombra, ésta se correrá sólo en la anchura del pliegue. Este es el defecto de fácil movimiento en el sistema «alfombra —suelo» (análogo al levantamiento de las patas en el sistema «oruga—tierra»), puesto que en la zona del pliegue la alfombra no contacta con el suelo.



Esquema del deslizamiento condicionado por el avance de una dislocación.
El signo ⊥ designa una dislocación de borde.

En ambos modelos el desplazamiento es la consecuencia del movimiento no del cuerpo de la oruga o de la alfombra, sino del correspondiente defecto móvil.

Ahora ya podemos retornar a nuestro cristal. También en él el deslizamiento resulta aligerado debido a la presencia del defecto móvil, semejante a las patas levantadas de la oruga o al pliegue de la alfombra separado del suelo.

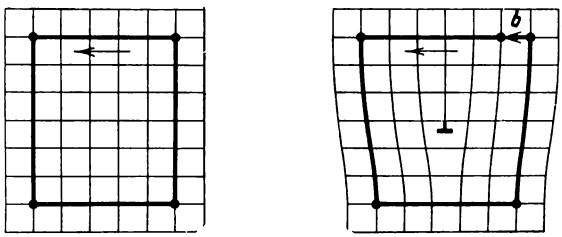
Imaginémonos que uno de los planos atómicos del cristal, de aquellos que están orientados perpendicularmente al plano de deslizamiento, se interrumpe en este plano sin tener continuación tras de sí. Es evidente que el plano no concluido deberá desplazarse con más facilidad que los demás. Cuando se haya desplazado a la distancia interatómica su situación la ocupará el siguiente plano y así, sucesivamente. La última frase significa que se mueve no el plano interrumpido dado, cuyos átomos podrían haberse marcado, sino el defecto de la estructura—el

plano inconcluso, no terminado. Este es lo mismo que las patas levantadas de la oruga; lo mismo que el pliegue de la alfombra. A este defecto de la estructura se le llama dislocación de borde y a la línea que limita el plano inconcluso, línea de la dislocación de borde.

Aquí quizá convenga dibujar dos cuadros sencillos y comentarlos. En uno de ellos aparece un sector del cristal sano. En este sector se ha elegido un átomo arbitrario, a partir del cual se ha comenzado el recorrido imaginario compuesto de una cierta cantidad de pasos —períodos del retículo— hacia la izquierda, hacia abajo, hacia la derecha y hacia arriba. La dirección del recorrido en la figura se indica por medio de una flecha fina. Este recorrido se llama «contorno de Burgers». El certificado de salud para el cristal reside en que siendo igual el número de pasos hacia arriba y hacia abajo, así como a izquierda y derecha, el recorrido se cierra. En el segundo cuadro figura el sector de un cristal que tiene un defecto —la dislocación de borde. El recorrido semejante al anterior, realizado alrededor de la dislocación, no se cierra, certificando que el cristal no está sano, que en la zona del recorrido limitado hay una dislocación. La línea del recorrido se puede cerrar con una flecha—vector, como se hizo en la figura. Este vector se llama vector de Burgers. Es fácil comprender que éste puede adoptar sólo valores múltiples de las distancias interatómicas.

Así pues, al parecer, todo va colocándose en sus lugares: existe la idea que, en el mejor de los casos, elimina en calidad la contradicción entre la teoría idealizada de Frenkel y el experimento; hay modelos que corroboran que en la naturaleza se cumplen también otras situaciones, semejantes a aquella que surge en el cristal cuando tiene lugar el deslizamiento.

Todo eso, sobre lo que yo escribo ahora con seguridad, en los albores del desarrollo de la teoría sobre las dislocaciones, se asemejaba a una conjetura, más o menos veraz, de los teóricos. En aquel entonces esta conjetura no gozaba de especial confianza y respetuosidad. Muchos la percibieron como una prueba de la flexibilidad



a) *b)*

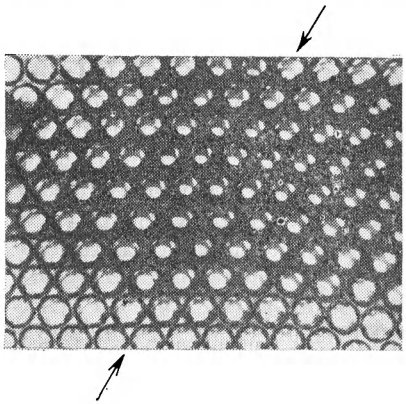
El contorno de Burgers, que rodea una zona del cristal con una dislocación, se cierra mediante el vector de Burgers.

a) Sector de un cristal sano. b) Sector de un cristal que contiene una dislocación de borde.

de la mente de los teóricos que son capaces de ¡inventar cualquier cosa! Pero cuando aparecieron las primeras pruebas experimentales sobre la realidad del régimen del movimiento «de oruga» en el cristal, la idea respecto a las dislocaciones cobró fuerza y determinó el desarrollo de un enorme capítulo en la física de los sólidos: la física de la deformación plástica.

En este relato, por lo visto, aún tenemos que hacer tres cosas: observar la dislocación en el modelo BNL, comprobar que el deslizamiento transcurre en la zona del cristal, rica en dislocaciones, e intentar construir la teoría más simple sobre la deformación plástica del cristal como consecuencia del movimiento de las dislocaciones.

La primera de las tareas se resuelve en manera del todo sencilla. Para lo cual basta con mirar los fotogramas adjuntos de un conjunto de pompas con dislocaciones. Para ver mejor la dislocación hay que mirar la fotografía no en la forma corriente de arriba hacia abajo, sino casi paralelamente al plano de la hoja, volviendo la hoja, en este



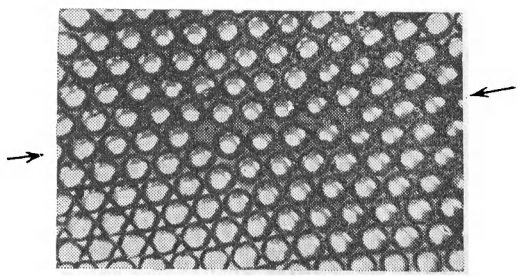
Dislocación de borde (modelo BNL). Aumento 6.
Con flechas se indica la dirección a lo largo de la cual se ve bien la dislocación de borde.

caso, de tal manera que la dirección de la mirada (está indicada por medio de flechas) coincida con las filas en diagonal de las pompas.

En una de las fotografías aparece el modelo de la dislocación de borde, a ésta la reconoceremos con facilidad. En la otra, aparece el modelo de la dislocación en espiral. Propiamente hablando, no de toda la espiral, sino de su corte con el plano de la fotografía. Se conformó esta espiral así: del cristal se extrajo una parte del plano atómico en forma de un disco plano, la franja surgida «se pegó», además, el plano no concluido que en este caso queda (¡se extrajo

el disco!) viene limitado por una línea cerrada. Esta es precisamente la dislocación en espiral.

El modelo BNL ofrece la posibilidad no sólo de ver la dislocación a simple vista, sino de seguir cómo están dispuestos los átomos cerca del extremo del plano no concluido o, como frecuentemente se dice, cerca del núcleo de la dislocación. Para ello hay que hacer una simple construcción. En aquella zona de la fotografía,

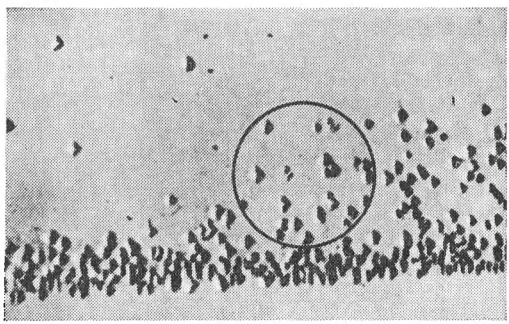


Dislocación en espiral (modelo BNL). Aumento 6.
Con flechas se indica la dirección a lo largo de la cual se ve bien la dislocación en espiral.

donde se encuentra la dislocación, trazamos una línea a través de los centros de las pompas en las filas. El lector podrá hacerlo con facilidad y verá que los átomos (¡las pompas!) que se encuentran a una distancia del centro de dislocación de tres a cuatro períodos, están muy bien informados sobre la presencia de la dislocación. En el caso dado, el modelo BNL brinda información cualitativa sobre lo que tiene lugar en el cristal real cerca de la dislocación.

Tanto la primera, como la segunda tarea, se resuelven con una mirada a la fotografía. En la fotografía aparece la zona de deslizamiento en el monocristal. Se ven las salidas de las disloca-

ciones a la superficie, aquellas mismas que, al desplazarse, condicionan el mutuo deslizamiento de las partes del cristal. Dicho con precisión se ven, como se sobreentiende, no las salidas de las dislocaciones a la superficie, sino el resultado del ataque químico con un decapante especial a aquellos lugares donde las líneas de las dislocaciones atraviesan la superficie del cristal. En



Zona del cristal cercana a la línea de deslizamiento y poblada con multitud de dislocaciones. Aumento 200.

aquellos lugares que se decapan con más actividad que los vecinos se forman «poros de decapado». Son éstos los que se ven.

Dediquémonos ahora a la tercera tarea. Probemos resolverla para un caso muy simplificado y, después, cuando hayamos obtenido la fórmula definitiva, supongo que con satisfacción notaremos que es válida también para cualquier otro caso que difiera del simplificado.

Supongamos (¡ en esto también tiene sentido la simplificación!) que deseamos realizar un deslizamiento a lo largo de cierto plano en el cristal que tiene la forma de un cubo con la arista l_0, en el cual todas las líneas de dislocaciones

yacen en planos paralelos al plano de deslizamiento. Consideremos que la superficie lateral del cristal, cuya área es l_0^2, está atravesada por las líneas de dislocaciones, además, en el plano de deslizamiento se ubican n líneas de dislocaciones. Son éstas últimas las que nos van a interesar en adelante puesto que precisamente ellas determinan el proceso de deslizamiento a lo largo del plano de cizallamiento escogido. Supongamos que en nuestro experimento, en torno al deslizamiento, cada una de las líneas de dislocaciones aún no ha tenido tiempo de recorrer el camino l_0, sino que realizó un cierto recorrido más corto l_1. La parte móvil del cristal respecto a la inmóvil se desplazará, en este caso, a la distancia

$$\Delta l = nb \frac{l_1}{l_0}.$$

Ya que a nosotros nos interesa la deformación relativa del cristal cuando tiene lugar el deslizamiento, entonces escribimos esta fórmula, dividiendo el primero y segundo miembros entre l_0:

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0} = \frac{nbl_1}{l_0^2}.$$

El lector, según considero, no se opondrá si escribimos de nuevo la igualdad obtenida, multiplicando en el segundo miembro el numerador y el denominador por l_0:

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0} = \frac{nl_0bl_1}{l_0^3} = \frac{nl_0bl_1}{V_0},$$

donde, $V_0 = l_0^3$ es el volumen del cristal. La operación es legítima, sencilla, pero el beneficio que reporta es grande, ya que se hace evidente la comunidad de la fórmula obtenida. Se trata aquí de que nl_0/V_0 es la longitud de todas las dislocaciones en movimiento que están presentes en el volumen del cubo con arista l_0. Llamaremos a esta magnitud densidad de las dislocacio-

nes en movimiento, designándola con ρ_0, y anotamos la fórmula obtenida en su aspecto definitivo:

$$\varepsilon = \rho_0 b l_i.$$

Aquí nos conformamos con la definición formal aducida para el concepto «densidad de las dislocaciones». En detalle nos referiremos al mismo un poco más adelante, en el relato sobre la multiplicación y el aniquilamiento de las dislocaciones.

En cierta manera, con solemnidad, hagamos el resumen: nosotros hemos obtenido una de las fórmulas fundamentales en la teoría sobre la deformación por dislocaciones. Es fundamental porque las magnitudes que la integran ya han perdido el nexo con el ejemplo simplificado con el cual nosotros comenzamos a estructurar la teoría y en el cual se suponía que las dislocaciones se movían tan sólo en un plano de deslizamiento. La fórmula obtenida ya no lo recuerda, en tanto que ρ_0 es la densidad de todas las dislocaciones que se mueven en cualquiera de los planos de deslizamiento posibles.

Empleemos la fórmula para la valoración numérica. Supongamos que la distancia media entre las líneas de dislocación es $\approx 10^{-4}$ cm. Esto significa que la densidad de las dislocaciones móviles $\rho_0 \approx 10^8$ cm^{-2}. En caso de que en el experimento las dislocaciónes hayan podido desplazarse aproximadamente a la distancia entre ellas, entonces siendo $b \approx 3 \cdot 10^{-8}$ cm, la magnitud $\varepsilon \approx 3 \cdot 10^{-4}$, es decir, la deformación plástica tendrá lugar en 0,03%. Esto no es poco ni mucho, sino exactamente tanto como debe ser para la densidad dada de las dislocaciones y para el desplazamiento suyo dado.

De nuestra fórmula se deduce, además, otra correlación importante. Si sus primero y segundo miembros se dividen entre el tiempo, du-

rante el cual transcurre el deslizamiento, entonces obtendremos la relación existente entre la velocidad de la deformación plástica y la velocidad media en el movimiento de las dislocaciones v, puesto que $v = l_i/t$. Esta relación sugirió la idea para una enorme cantidad de experimentos estereotípicos, que se realizaron con diferentes cristales: se medía la velocidad de la deformación plástica del cristal, la densidad de las dislocaciones y, a tenor de esos datos, se calculaba la velocidad de su movimiento.

Nosotros comenzamos dialogando sobre el régimen de movimiento de la oruga y de la alfombra con su pliegue, y llegamos al final con la fórmula fundamental de la teoría sobre las dislocaciones. Por el camino, desde el comienzo del relato hasta su fin, la cadena lógica, al parecer, no se rompió.

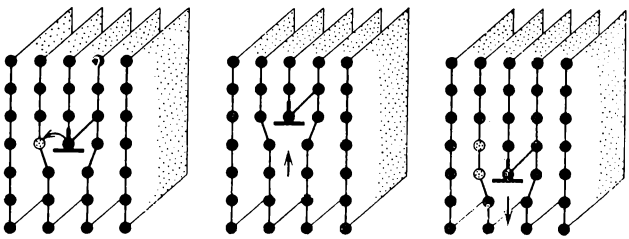
Escalada de las dislocaciones

Ahora ya se escribe en serios libros científicos sobre la «escalada» de las dislocaciones. Es posible que el científico que fue el primero en investigar el desplazamiento de las dislocaciones desde un plano de deslizamiento a otro, se representó el movimiento de las dislocaciones a la manera de la escalada por los peldaños de la escalera. Precisamente esta imagen fue la que le ayudó a comprender las regularidades de la «escalada».

La dislocación sabe trasladarse por medio de dos diferentes mecanismos: «resbalar» en el plano de deslizamiento y «ascender» en dirección perpendicular a ese plano. Simultáneamente «resbalando» y «ascendiendo», la dislocación puede moverse también bajo un ángulo arbitrario hacia el plano de deslizamiento. Nosotros ya conocemos el deslizamiento: sabemos ya algo

sobre la oruga, la alfombra y sobre la dislocación real en deslizamiento. En este relato nos vamos a referir a la escalada.

¿Qué ocurre cuando la dislocación de borde se traslada desde el plano de deslizamiento dado al paralelo? He aquí lo que tiene lugar: el plano no concluido, limitado por la línea de dislocaciones, se hace más corto en la magnitud



La dislocación debe absorber o generar huecos para "ascender" o "descender" al plano de deslizamiento, paralelo al dado.

de la distancia entre los planos. Esto puede ocurrir sólo en el caso de que los átomos que se liberan, de manera difusiva pasen de la línea de dislocaciones al cristal. Por lo cual, para que la dislocación «ascienda», se precisa crear condiciones bajo las cuales los átomos en difusión fluyan en dirección contraria a la línea. Cierto, pueden fluir también hacia la línea y adherirse al plano no concluido alargándolo. En este caso, la dislocación ascenderá en dirección contraria, diremos así: descenderá.

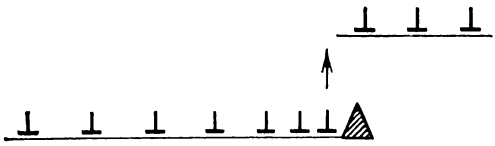
Así pues, queda poco por hacer, es necesario asegurar un flujo difusivo orientado de los átomos. Esto se puede lograr aplicando al cristal esfuerzos de compresión o de tracción. Si comprimimos el cristal en la dirección perpendicular al plano inconcluso, en las cercanías de la

línea de dislocaciones, es decir, allí donde se interrumpe dicho plano, la magnitud de las tensiones resultará mayor que lejos de la línea. Esto significa que en las proximidades de la línea de dislocaciones la concentración de huecos será menor que lejos de ella y, por consiguiente, hacia la línea fluirán los huecos o, lo que es lo mismo, los átomos de manera difusiva fluirán en dirección contraria a la línea y el plano se acortará. En caso de esfuerzos de tracción todos los razonamientos serán a la inversa: en dirección contraria a la línea fluirán los huecos, mientras que hacia la línea se desplazarán los átomos y el plano se alargará. En los razonamientos anteriores, sin mención expresa de ello, recurrimos a la dependencia existente entre la concentración de vacantes c_v y las tensiones σ: creamos tensiones de compresión, la concentración de huecos desciende, pero si las tensiones son de tracción, la misma aumenta. Establecer el nexo cuantitativo entre c_v y el valor y el signo de σ, no es cosa sencilla, por lo tanto no nos ocuparemos de ello. En cambio obtener una noción cualitativa de lo que ocurre, no es difícil. El hecho consiste en que un cristal comprimido por todas partes está obligado a compactarse de cierto modo y, evidentemente, lo hace privándose de una parte del vacío en forma de nudos huecos del retículo, o sea, vacantes. Mientras tanto, el cristal sometido a tracción, se comporta de manera diametralmente opuesta: supeditándose a los esfuerzos de tracción, que lo obligan a aumentar su volumen, el cristal engendra vacío en forma de vacantes complementarias. La intuición sugiere que la magnitud en que varía la concentración de los huecos y el valor de las tensiones deberán estar relacionados por la función $\Delta c_v \sim \sigma$. Digamos, la función $\Delta c_v \sim \sigma^2$ no puede tener lugar, ya que ésta sería un disparate: Δc_v no depende

del signo de la tensión σ. Un cálculo exacto confirma que: la función $\Delta c_v \sim \sigma$.

El proceso de la escalada difusiva de las dislocaciones, de manera simplista, se puede ilustrar por medio del modelo: una baraja de naipes resbaladizos, uno de los cuales sobresale de la baraja. Al comprimir semejante baraja el naipe que sobresale saltará de ella, pero si la aflojamos éste ocupará su sitio en la baraja.

Sin tratar de estructurar la teoría sobre la escalada de las dislocaciones, recurriendo nada



Las dislocaciones, al ser detenidas por un retén, pueden trasladarse difusivamente al plano paralelo de deslizamiento.

más a las «consideraciones generales», se puede suponer que la velocidad de ascensión queda definida por la magnitud del flujo difusivo de átomos, hacia la línea de dislocaciones o en dirección contraria. Esto significa que siendo invariable la tensión, a medida que crece la temperatura, la velocidad de escalada se incrementará al igual que el coeficiente de difusión. Tanto los cálculos, como los experimentos, al unísono, corroboran que a temperaturas cercanas a la de fusión del metal, la dislocación puede ascender a una velocidad $\approx 10^{-4}$ cm/s. ¡Es ésta una gran magnitud! Lo que quiere decir que en un segundo la dislocación recorrerá una distancia $\approx 10^{-4}$ cm y atravesará $\approx \frac{10^{-4}\text{cm}}{3 \cdot 10^{-8}\text{cm}} \approx 3 \cdot 10^3$ de planos atómicos. ¡En un sólo segundo! Precisamente por esto la escalada de las dislocaciones se ma-

nifiesta en muchos fenómenos y procesos reales que ocurren a elevadas temperaturas. Me referiré a dos de ellos.

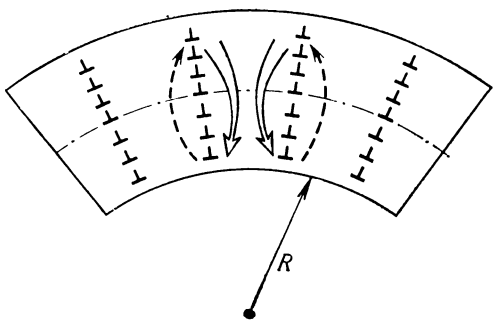
Uno de los procesos consiste en salvar los obstáculos que la dislocación en deslizamiento encuentra en su camino. Supongamos que hacia el cristal, desde el exterior, se le aplica un esfuerzo que suscita en él el desplazamiento de las dislocaciones de borde a lo largo de cierto plano de deslizamiento. En este plano, una tras otra, se mueven las dislocaciones. En el cristal perfecto, el conjunto de dislocaciones en deslizamiento se asemeja a una cadena de gente que se mueve en hilera. Así es como avanzan los excursionistas por un estrecho sendero. Sea que en su camino, las dislocaciones en movimiento, chocan con una barrera insuperable. No importa de qué barrera-retén se trate, lo que cuenta aquí es que para la dislocación en deslizamiento sea insuperable. Junto a este retén la dislocación que encabeza la hilera se detiene. Las siguientes dislocaciones también se frenarán y comenzarán a oprimirla contra el retén. El quid de la cuestión reside en que dos dislocaciones iguales, si se encuentran en un mismo plano, se repelen una de otra. ¡Así es la ley! Con detalle, sobre esta ley hablaremos más adelante en el relato «Interacción y transformación recíproca de los defectos». Esta ley indica que al aproximarse a una semejante suya, la dislocación en movimiento se frenará. Soportando las tensiones de compresión, oprimida contra el retén, la dislocación comenzará la escalada de modo difusivo, desplazándose a otro plano que se encuentra situado por encima (o por debajo) del retén. En este último plano la dislocación podrá continuar, sin obstáculos, su movimiento y el cristal se deformará. En este proceso, merced a la ascensión, la dislocación salva, contornea el retén que no podía superar cuando se deslizaba.

Siguendo la analogía entre dislocaciones y excursionistas, aquí viene a cuento recordar un renglón de la canción graciosa de los excursionistas: «¡Para salvar la montaña, los inteligentes no la suben, la rodean!»

Aquí cabe advertir que el proceso descrito en torno a la superación de obstáculos por parte de la dislocación, puede tener lugar a temperaturas elevadas, cuando la difusión transcurre con la suficiente rapidez. En la zona de temperaturas bajas, los acontecimientos pueden desarrollarse de modo totalmente distinto... Dicho sea de paso, a esto nos referiremos en el relato dedicado al análisis de cómo se engendran las fisuras.

Segundo proceso. Este es interesante por el hecho de que la escalada de las dislocaciones se manifiesta en él en su aspecto puro, sin que se entrometa el deslizamiento. Se trata del proceso de enderezamiento arbitrario de un cristal otrora encorvado. Es fácil imaginarse que al encorvamiento del cristal conducen los planos inconclusos, empotrados en el cristal por uno de sus lados. Como modelo sirve una baraja en la cual cierta cantidad de naipes está colocada de manera que sobresale respecto a la cantidad restante. Cada plano no concluido corresponde a una dislocación de borde. Es evidente que el radio de curvatura en una lámina cristalina será tanto menor, cuanta mayor cantidad de dislocaciones de borde con un mismo signo figuren en ella. Durante el proceso de recocido, estas dislocaciones se situarán en filas: esto resulta ventajoso desde el punto de vista energético. Sin embargo, la cantidad de dislocaciones se mantiene invariable, o sea, también permanecerá sin modificarse la curvatura del cristal. Cada hilera de dislocaciones se asemeja a un muelle comprimido, ya que las dislocaciones ubicadas, unas sobre otras, se repelen, tal es la ley de su interacción. Por lo

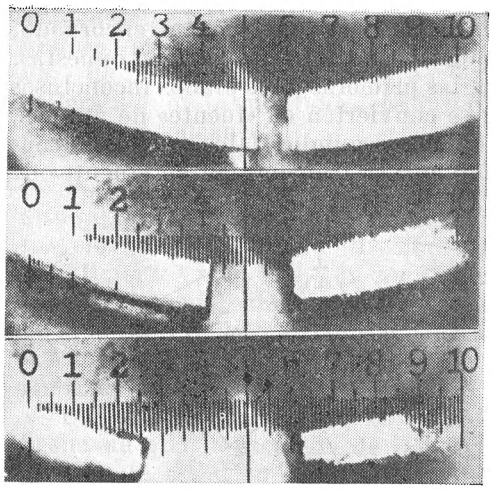
cual, las dislocaciones situadas por encima y por debajo de la línea media del cristal encorvado, deberán desplazarse hacia sus superficies opuestas. En este caso, las primeras (¡los planos inconclusos se acortan!) se convierten en «fuente» de átomos, mientras que las segundas (¡los planos inconclusos se alargan!) se transforman en «fuente» de



Esquema de los flujos de huecos (——→) y átomos (═══⇒) que definen el enderezamiento de un cristal encorvado.

huecos. Intercambiando átomos y vacantes, las dislocaciones ascienden de modo difusivo, atraviesan la superficie del cristal abandonando sus límites, su cantidad en el cristal disminuye y éste se desencorva.

Este efecto se observó en experimentos muy sencillos. Una fina lámina del monocristal NaCl se encorvó en círculo, de manera que entre sus extremos quedó una pequeña holgura. Acto seguido se colocó horizontalmente en un horno. Durante el proceso de recocido, se llevó a cabo la observación sobre la magnitud de la holgura. Transcurrido el tiempo, ésta aumentó, corroborando que el cristal se desencorvó. A tenor de la velocidad en el desencorvamiento, se podía



Etapas sucesivas del mutuo alejamiento de los extremos de un cristal encorvado de NaCl, al desencorvarse en el proceso de recocido.

calcular el coeficiente de difusión y cerciorarse en el hecho de que el mecanismo fundamental, que conlleva al desencorvamiento, es la escalada difusiva de las dislocaciones.

Dificultades de la teoría sobre la cristalización

En la historia de toda teoría existe un período en que se hace atractiva no tanto por los logros conseguidos, como por las dificultades con que ha tropezado. Este período, por regla, corresponde a la edad juvenil en el desarrollo de la teoría, cuando atraviesa por las llamadas «dificultades de crecimiento».

El interrogante «¿cómo crecen los cristales?» inquietó a muchas mentes, tanto a aquellas que

trataron la cuestión por vía especulativa, como las que en la práctica intentaron de la mejor manera posible «cultivar» artificialmente los cristales.

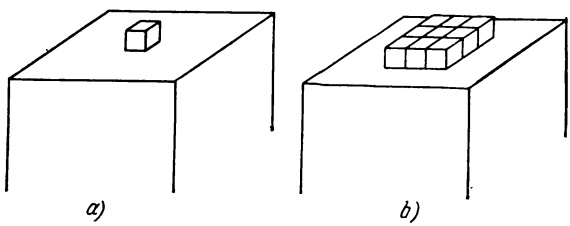
En nuestro relato dejaremos al margen multitud de ingenuas conjeturas en torno a cómo crecen los cristales; dichas conjeturas no tienen por qué ser eregidas al rango de teoría. Aún no siendo teorías, sin embargo, preceden al surgimiento de las mismas, y por lo tanto no conviene ignorar despectivamente esas conjeturas, pues, sin duda alguna, merecen agradecimiento.

La primera teoría seria sobre el crecimiento de cristales apareció a mediados de los años 20 y fue propuesta por dos físicos: el alemán Kossel y el búlgaro Stransky. Razonaban con rigidez, de manera físicamente justificada y muy rectilínea.

He aquí su lógica. Se dispone de un cristalito, limitado por caras planas. Juega el papel de germen (o núcleo) para el futuro cristal, ese cristalito es el que está destinado a crecer. También existe una fuente de átomos los cuales, al adherirse al cristal, aumentan su volumen y contribuyen a su crecimiento. Los átomos pueden sedimentarse, llegando al núcleo desde una fase saturada con gases, o de una solución sobresaturada, o bien de masas fundidas. Hasta aquí los razonamientos de los físicos son, a ciencia cierta, impecables puesto que nada contienen que no sea constatación de hechos: el germen del cristalito crece a cuenta de que a él se adhieren los átomos. No obstante, la teoría está obligada a proponer cierto modelo del proceso y dar respuesta a las siguientes preguntas: ¿en qué casos el átomo «considerará conveniente» precipitarse en la superficie del cristal en crecimiento? ¿lo hará individualmente o acompañado de sus semejantes? ¿a qué velocidad crecerá el crista-

lito y cómo se puede influir sobre ella? De la teoría se puede exigir respuesta a otros muchos interrogantes. Nos limitaremos a los fundamentales, ya mencionados, y consideraremos la teoría como razonable si, de acuerdo con los hechos, es capaz de responder a ellos.

Sigamos con la lógica rectilínea de Kossel y Stransky. Si sobre la superficie lisa del cristal se precipita tan sólo un átomo, éste quedará ligado con el cristal no en firme y después de permanecer en esa superficie durante un breve



Esquema de la adherencia estable sobre la superficie del cristal, en caso de que se precipite no uno (*a*), sino un grupo de átomos (*b*) (germen bidimensional).

tiempo la abandonará. Pero esto significa que el cristalito no crecerá, es como si no aceptara los átomos que quisieran adherirse a él de manera individual. Su poco firme ligazón viene condicionada por el aislamiento del átomo, por la insuficiencia de vecinos. Si nos imaginamos el átomo en forma de un cubito, de los seis posibles enlaces de éste con sus vecinos, resulta que sólo se entabla uno. Consideraremos que la solidez del enlace entre semejante átomo y el cristal constituye una sexta parte de la máxima. Por esta razón, los teóricos decidieron que para que el cristal adquiera la capacidad de crecer, sobre su superficie deberá adherirse una colectividad

de átomos que integran una colonia. Es fácil de comprender que cuanto más átomos figuren en la colonia plana, con mayor solidez resultará ésta enlazada con el cristal. Kossel y Stransky aclararon que cuanto menor es el grado de sobresaturación de la solución, o de sobreenfriamiento de la masa fundida, tanto mayor tendrá que ser el tamaño de la colonia, la cual será capaz de crecer, sin desintegrarse en átomos separados que abandonen de uno en uno la superficie del cristal. A esta colonia la bautizaron con el nombre de «germen bidimensional crítico». Si en la superficie del cristal aparece semejante germen, hacia su contorno pueden incorporarse los átomos unitarios cercanos y el germen comenzará a crecer, cubriendo toda la superficie del cristal, conformando una nueva capa monoatómica. Acto seguido, todo comienza de nuevo: aparece el germen bidimensional, crece, formando otra capa monoatómica.

Si adoptamos el modelo descrito de crecimiento y si consideramos que el tiempo de espera para que aparezca un germen vital τ es considerablemente mayor que el tiempo durante el cual crece, resulta fácil anotar la fórmula fundamental de la teoría que determina la velocidad de crecimiento del cristal:

$$v_{cr} = \frac{a}{\tau},$$

donde a es la distancia interatómica, o sea, el grosor de la capa monoatómica.

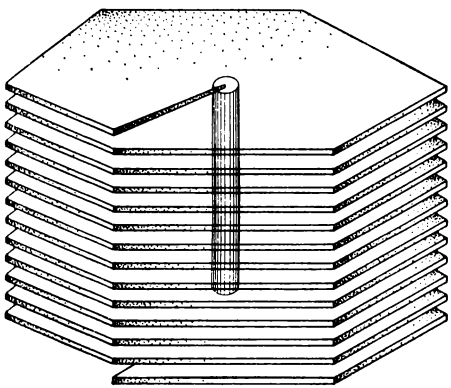
Los teóricos lograron calcular la magnitud de τ, encontraron su vínculo con el grado de desequilibrio, es decir, con el grado de sobreenfriamiento de la masa fundida o de sobresaturación de la solución (fuente de átomos que alimenta el cristal). Se aclaró que τ aumenta a medida que disminuye el grado de desequilibrio, tendiendo a

la infinidad cuando dicho grado tiende a cero. Asimismo, la velocidad en este caso tiende a cero.

Todo está justificado, es razonable y, al parecer, el experimento no debe, no tiene derecho a contradecir semejante teoría armoniosa y lógica. Sin embargo, la naturaleza resultó ser más sutil que la lógica estricta y formal de los teóricos. Se reveló que en muchos casos, siendo pequeño el grado de desequilibrio del medio ambiente, los cristales reales crecen con mayor rapidez de lo que predice la teoría armoniosa y lógica. Con «mayor rapidez» significa no 2—3 veces, sino miles de veces. Es evidente que la teoría exige un perfeccionamiento radical, la lógica disciplinada está claro que en cierto sentido limitó la fantasía, y la verdad se eclipsó para los teóricos.

Así pues, la teoría tropezó con dificultades, garantía de que su perfeccionamiento había madurado ya. Surgió el mismo en la punta de la pluma del teórico inglés Frank, quien meditaba sobre la estructura del cristal real de manera menos disciplinada en comparación con sus antecesores. El detectó el aspecto débil de la teoría de Kossel y Stransky en que, de acuerdo con sus nociones, el germen ideal crece formando un cristal perfecto. Ni el germen, ni el cristal poseen defectos, este último crece de manera que en su superficie se estratifican planos atómicos ideales. Precisamente para esos fines a Kossel y Stransky les hizo falta el germen ideal, el cual tarda en aparecer si el grado de desequilibrio es pequeño. Frank, sin embargo, veía ante sí al cristal real y su lógica, por lo visto, se desarrollaba del siguiente modo. Será preciso rechazar el germen bidimensional. Ya que, incluso siendo muy pequeño el grado de desequilibrio, el cristal crece con rapidez, esto quiere decir que en su superficie, al parecer, existe un peldaño que no desaparece durante el proceso de crecimiento, hacia el cual se

adhieren los átomos solitarios. En este lugar de sus razonamientos Frank se liberó de la hipnosis presente en sus antecesores y expresó una conjetura fantástica inesperada: peldaño permanente. En la teoría de Kossel y Stransky el papel de peldaño lo juega el contorno del germen. Pero en este caso el peldaño deberá surgir, crecer y desaparecer, cuando la capa se haya formado



La parte de un cristal que contiene una dislocación helicoidal se puede representar como si estuviera compuesta por una superficie en espiral.

El vástago central es el análogo de la línea de una dislocación helicoidal.

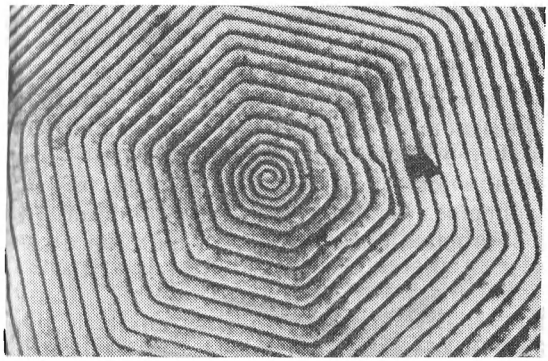
por completo. Según la idea de Frank, semejante peldaño tiene que existir de manera permanente, sin desaparecer en el proceso de crecimiento. El supuso que dicho peldaño en la superficie es consecuencia de un defecto en el volumen del cristal. Frank llamó a este defecto dislocación helicoidal. Precisamente Frank fue el que **instaló** en el cristal la dislocación helicoidal.

Lo más sencillo es imaginarse la dislocación helicoidal como cierta línea, alrededor de la cual se estratifica el cristal en forma de un

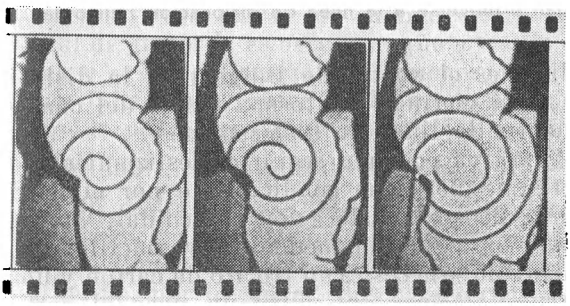
plano único, de manera semejante a una escalera en caracol. La escalera en caracol, a menudo, «se enrosca» en el vástago central. Este es el que deberá considerarse como modelo de la línea de la dislocación helicoidal. El peldaño en la superficie es el corte del plano atómico que se enrolla en torno a la línea de la dislocación helicoidal. Dicho de manera curiosa, según Frank, el cristal que contiene una dislocación helicoidal está constituido de un plano. Es justo este plano el que se edifica durante el proceso de crecimiento. En opinión de Kossel y Stransky, los planos surgen y culminan su crecimiento; según Frank, todo el tiempo crece un mismo plano. Para Kossel y Stransky el crecimiento es estratificado, mientras que para Frank—en espiral. Cuando el grado de desequilibrio es considerable, puede tener lugar también el mecanismo de crecimiento estratificado, empero cuando es pequeño, conciliar el experimento con la teoría puede hacerlo sólo el mecanismo del crecimiento en espiral.

La idea del teórico que creó la imagen de la dislocación helicoidal, al principio, a muchos les pareció fantástica, suscitando una actitud expectativa: la fantasía, está claro, es imprescindible para el desarrollo de la ciencia, pero la fantasía deberá tener límite. Mas cuando pasados unos cuantos años, posteriores al trabajo de Frank, los experimentadores vieron de manera auténtica el llamado crecimiento en espiral, bajo el cual en la superficie del cristal en crecimiento se descubre una protuberancia que se desarrolla en espiral, aquella actitud escéptica y retrotraída, frente a la fantasía del teórico, se sustituyó por admiración ante su clarividencia.

En nuestros días el crecimiento en espiral propuesto por Frank es el abecedario de la teoría sobre el crecimiento de los cristales, las dislocaciones helicoidales se instalaron de firme en el



Rampa en espiral, que se formó en torno a la salida de una dislocación helicoidal, en la superficie de un monocristal de carburo de silicio. Aumento 90.



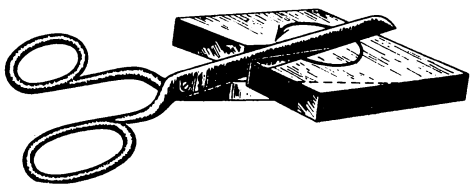
Fologramas sucesivos que ilustran el crecimiento de un cristal de para-toluidina, alrededor de una dislocación helicoidal. Aumento 150.

cristal y, como se puso en evidencia, determinan en sus propiedades muchas cosas.

Muchas cosas yo no podré relatar. No obstante, me referiré a cómo las dislocaciones helicoidales participan en la deformación plástica del cristal. Lo mismo que en el caso de las disloca-

ciones de borde, resulta más cómodo hacerlo, razonando en torno a uno de los tipos más simples de la deformación, o sea, el desplazamiento de una parte del cristal respecto a la otra.

La presencia en el cristal de una dislocación helicoidal que atraviesa la superficie, condiciona la existencia del peldaño en la superficie, esto ya lo sabemos. Completemos este conocimiento con los siguientes datos: la altura máxima de ese



Las tijeras cortantes conforman una superficie espiral y obligan a moverse a la línea de dislocación helicoidal.

peldaño es el vector de Burgers de la dislocación, éste cierra el contorno, dentro del cual se encuentra la línea de dislocaciones.

Ahora ya podemos seguir el deslizamiento en el cristal que viene condicionado por el movimiento de una dislocación helicoidal, aprovechando para ello un modelo muy sencillo. Para crearlo sólo se necesita un trocito de cartón y unas tijeras. Cortamos con ellas un poco el cartón y sin separarlas de éste, fijémonos en la estructura de su superficie. Veremos: la superficie se convirtió en «espiral», en ella apareció un peldaño, cuya altura junto al borde del cartón es máxima y va disminuyendo a lo largo de los filos de la tijera, anulándose al final del corte. Tenemos todos los fundamentos para considerar que al final del corte se sitúa la línea de una dislocación helicoidal que atraviesa el cartón. Es evidente, que si ahora seguimos trabajando con las tijeras,

la línea de dislocaciones se irá desplazando desde un borde del cartón hacia el borde opuesto y, cuando dicha línea atraviese el cartón, el peldaño se convertirá en una franja-saliente, cuya anchura es igual al vector Burgers. Es esto lo que significa que tuvo lugar el desplazamiento mutuo de las partes del cartón, éste en el modelo adoptado imita el cristal.

Nuestro modelo, que espero haya ayudado a comprender el papel desempeñado por la dislocación helicoidal en el proceso de deformación por deslizamiento, puede también ser causa de equívocos. El hecho consiste en que las tijeras crean una «dislocación en el cartón», cuyo vector de Burgers coincide con el grosor del cartón y, por lo tanto, una línea de dislocaciones, después de atravesar todo el cristal, lo desarticula. Pero si se quiere con más sencillez, las tijeras cortan el cartón. Para lograr ese mismo efecto en un cristal de grosor h, es necesario que a través de él pasen $n = h/b$ dislocaciones. Digamos, las partes de un cristal con grosor de 1 cm quedarán desplazadas por entero mutuamente (¡el cristal se ha cortado!), si lo atraviesan $n = \frac{1\text{cm}}{3 \cdot 10^{-8}\text{cm}} \approx$ $\approx 3 \cdot 10^7$ dislocaciones. Pues bien, considerando esta corrección, adoptaremos el modelo «cartón—tijeras». Por consiguiente, la dislocación helicoidal define, por lo menos, dos características del cristal vivo: le ayuda a crecer con rapidez, si las circunstancias aseguran ese crecimiento; le ayuda a deformarse, en caso de que las circunstancias exijan eso del cristal.

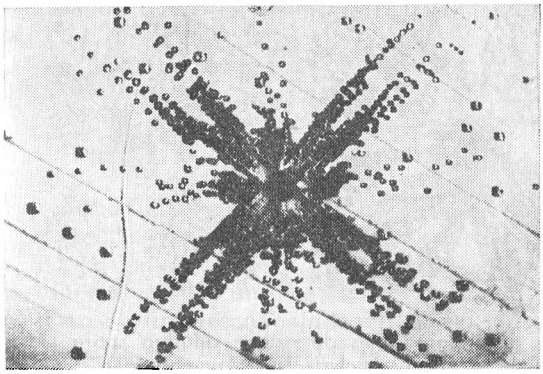
Rosetas debidas a las dislocaciones

El deseo de relatar a los lectores algo sobre las rosetas debidas a las dislocaciones se remonta no sólo a la física del fenómeno, sino también

a la estética—¡en efecto, son tan bonitas e impresionantes estas rosetas! Mas en la ciencia—como solían decir los maestros insignes— la verdad y la hermosura, por lo común, son vecinas. La naturaleza, que se supedita a determinadas leyes y nos educa en el espíritu de la belleza, se ha preocupado de que la verdad no sea fea.

Comenzaremos a hablar sobre las rosetas, debidas a las dislocaciones, por punzada. El experimento en el cual se pone al descubierto semejante roseta, se realiza de manera sutil y sencilla. Como regla, en el cristal hay varios planos preferentes en que el deslizamiento se efectúa con más facilidad, es decir, siendo menores las tensiones que en los demás orientados arbitrariamente. Son los llamados planos de fácil deslizamiento. Por ejemplo, en el cristal iónico tipo NaCl estos planos son ocho: en cuatro de ellos se mueven con facilidad las dislocaciones de borde y en los cuatro restantes —las helicoidales. Si aplicamos fuerzas orientadas paralelamente a los correspondientes planos, suscitaremos en ellos el deslizamiento, en el cual participan tan sólo aquellas dislocaciones que se mueven en los mismos con facilidad. Mientras que si acto seguido complicamos el experimento, pinchando el cristal con una aguja o punzón, en él se puede obtener el deslizamiento simultáneo en muchos planos. Alrededor del pinchazo, a lo largo de las rectas, formadas por la intersección de los planos de deslizamiento con la superficie del cristal, decapando este último, se pueden detectar las salidas de las dislocaciones, a las cuales se debe el deslizamiento, hacia la superficie del cristal, observando los poros de decapado. En concordancia con la simetría del cristal, estos poros conforman una roseta simétrica muy bonita.

Ahora ocupémonos de las rosetas de disloca-

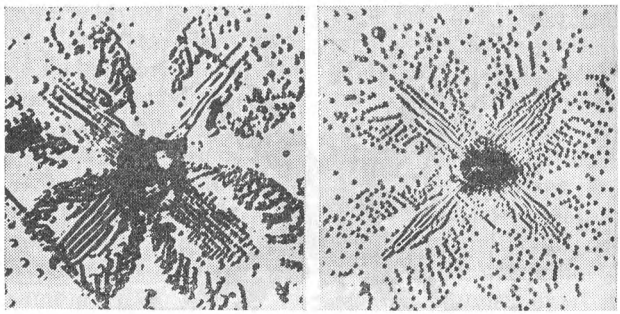


Roseta, debida a las dislocaciones, que aparece al punzar la superficie de un monocristal de LiF. Aumento 200.

ciones que aparecen cuando a través de una pequeña parcela de la superficie del cristal, hacia su seno, difunden átomos ajenos. El primer experimento en el cual se descubrieron estas rosetas, se llevó a cabo así. Sobre la superficie de un monocristal de KCl se situaba un gránulo del cristal KBr, se realizaba el recocido a elevada temperatura, después de la probeta enfriada se extraía el gránulo y la superficie del cristal se sometía al ataque químico para descubrir los puntos de intersección entre la superficie y las líneas de dislocaciones. En este caso, quedaba al descubierto la roseta cuya configuración es el resultado de las dislocaciones decapadas.

En el experimento difusivo la roseta surge debido a que los átomos ajenos crean en el cristal tensiones. Estas son las que suscitan el movimiento de las dislocaciones y la conformación de la roseta.

¿Para qué se hacían los experimentos descritos, orientados a descubrir e investigar las rosetas? Daré respuesta a este interrogante de manera



Rosetas de dislocaciones de origen difusivo sobre la superficie de un monocristal de KCl. Aumente 200.

estricta, prescindiendo de la estética. Los experimentos de punzada se llevaban a cabo para seguir en detalle las regularidades en el movimiento de las dislocaciones que tiene lugar simultáneamente en muchos planos de fácil deslizamiento. Aquí la tensión se crea oprimiendo el punzón, mientras que la roseta se constituye en fuente de información sobre el comportamiento de las dislocaciones. Los experimentos con rosetas, que aparecen en el proceso de difusión, se realizaban con otros fines: aclarar qué tensiones surgen en la zona del cristal hacia la cual en el proceso de difusión penetran átomos ajenos. Resulta que tanto la forma de la roseta, como la cantidad de dislocaciones que la conforman, dependen de la magnitud de las tensiones y de cómo éstas están distribuidas. Comparen las rosetas de punzada y difusivas, y comprobarán que las tensiones que las crearon están orientadas de manera diferente. Haremos caso omiso de los detalles, conformándonos con la afirmación: de manera diferente. Entre tanto, ¡las rosetas resultan distintas por su forma, pero ambas tan bonitas como las flores!

El tubo de goma como modelo

En la historia de la ciencia se registran multitud de ejemplos en los cuales aparece una nueva idea, o se descubre un nuevo fenómeno de la naturaleza, y de súbito resulta que con anterioridad y relacionado con tareas del todo distintas y vinculadas a fines que nada tenían que ver al respecto, los científicos expresaban conjeturas o realizaban cálculos que tenían la más directa relación con las nuevas ideas y fenómenos descubiertos, aún desconocidos en aquel entonces. A comienzos de los años 30, los físicos que creaban la teoría de dislocaciones chocaron con la necesidad de analizar las tensiones que deberán surgir en torno a la línea de dislocaciones. Así fue como resultó que el gran matemático italiano Vito Volterra, quien posteriormente conquistó fama gracias a su teoría matemática sobre la lucha por la existencia, ya a principios del siglo, resolvió el problema relacionado con la distribución de las tensiones en un tubo de goma con gruesas paredes. Estas tensiones se obtienen del modo siguiente, el tubo se corta a lo largo de la generatriz, acto seguido en el plano de corte se desplazan las partes del tubo una respecto a la otra y en ese mismo plano se pegan. Claro está que Volterra resolvía un problema puramente matemático en el campo de la teoría sobre la elasticidad, sin sospechar en lo más mínimo que en los cristales existen dislocaciones y que la solución suya tenía la más directa relación con la cuestión sobre cómo se distribuyen las tensiones alrededor de las dislocaciones tanto de borde, como helicoidales.

Todo lo expuesto, lo comprenderemos con facilidad si recurrimos al modelo «tubo de goma» y de hecho hacemos con él todo aquello que de manera especulativa hizo el matemático Vol-

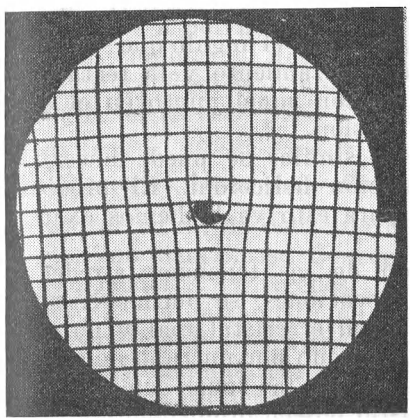
terra, al resolver su problema. Cojamos un tubo de goma con gruesa pared y cortémoslo a lo largo de la generatriz hasta llegar a su agujero. Con el fin de simular la dislocación de borde, realicemos el desplazamiento a lo largo del radio del tubo y para simular la dislocación helicoidal, a lo largo de la dirección del eje del mismo. Habiendo realizado el desplazamiento, peguemos las partes deslizadas del tubo en el plano de corte.

Analicemos en detalle nuestro modelo. El plano del corte, llevado sólo hasta el orificio del tubo, es el análogo del plano de deslizamiento. El desplazamiento recíproco de las partes del tubo y después su encolado en el plano de deslizamiento, constituye el análogo de desplazamiento en el cristal, en el cual se conserva el nexo entre las partes del mismo que se encuentran sobre y por debajo del plano de deslizamiento. El orificio central en el tubo es parte integrante del modelo. Si simulásemos el desplazamiento recurriendo no a un tubo, sino a una varilla de goma, al deformarla, a lo largo de la línea donde termina el corte, tendrían que surgir enormes tensiones, lo que significaría la ruptura de la goma. La naturaleza, como es lógico, se preocupó de que también a lo largo de la línea de dislocación en el cristal hubiera algo semejante a un cilindro hueco. Semejante canal existe y se denomina núcleo de la dislocación.

Por tanto, el problema de Volterra nos sugirió el modelo de una dislocación, mientras que nosotros al analizarlo comprendimos que a lo largo de la línea de dislocación deberá existir un núcleo hueco. Es el ejemplo de un camino reversible: pasando de la matemática al modelo y de éste a lo existente en la naturaleza.

Retornemos, sin embargo, a la cuestión sobre las tensiones en las proximidades de la

dislocación. Con ayuda de nuestro modelo podemos percibir con nuestros propios ojos cómo se distribuyen las tensiones en torno al núcleo de la dislocación. Para lo cual, teniendo en cuenta la dislocación de borde, haremos lo siguiente. En la cara lisa del tubo, con finas



El extremo frontal de un tubo de goma con gruesa pared (deformado y pegado "según Volterra") simula el cristal con una dislocación de borde.

líneas, trazamos una red cuadrada. Esto se puede hacer con tinta china o pegando hilos negros. Acto seguido, cortamos el tubo a lo largo de la generatriz, hasta llegar al agujero. Después, simulando la dislocación de borde, desplazamos las partes del tubo a lo largo del radio y en esa posición las pegamos en el plano de corte. Todo lo cual conlleva a que la red se deforme, con la particularidad de que en aquellas direcciones donde actúan las tensiones de compresión, el tamaño del cuadradito disminuye, mientras que donde obran las tensiones de tracción—

aumenta; es más, disminuye y aumenta dicho tamaño en tanto mayor grado cuanto mayor sea la magnitud de las correspondientes tensiones. En la fotografía se observa que en el plano de deslizamiento, donde se sitúa un semiplano sobrante, actúan tensiones de compresión. Se ve también que la magnitud de las tensiones decrece, en función de la distancia hasta el eje del tubo, y varía siguiendo el ángulo que se forma entre el plano de deslizamiento y la recta que une el eje del tubo con aquel punto en el que se determina la tensión.

Un experimento similar se puede hacer al simular la dislocación helicoidal. El procedimiento necesario para esto ya lo hemos examinado.

La distribución de las tensiones alrededor de la línea de dislocaciones, se puede observar en el experimento con el cristal real y no sólo en el modelo representado por un tubo de goma. El hecho consiste en que las zonas comprimidas y estiradas del cristal poseen propiedades ópticas distintas. La diferencia de estas propiedades se descubre por medio de la luz polarizada. Por cuya razón, el haz de luz dirigido a lo largo del eje de la dislocación, en la salida del cristal, resultará debilitado en grado distinto. Gracias a lo cual se detectan tanto las zonas comprimidas, como las estiradas en las proximidades de la línea de dislocaciones.

En la zona tensada que rodea la dislocación, claro está, se encierra cierta energía. Hacen una aportación a su magnitud la zona comprimida (¡para comprimir se necesita gastar energía!), así como la estirada (¡para estirar también se necesita energía!). En el cálculo por unidad de longitud, la energía de la dislocación es $W_{\perp} \approx$ $\approx G\mathbf{b}^2 \approx 10^{-3}$ erg/cm (G es el módulo de cizallamiento; **b**, el vector de Burgers). La fórmula

aducida tiene un aspeto del todo razonable. En realidad, para crear una dislocación en el cristal es imprescindible efectuar la deformación por deslizamiento y, por lo tanto, es natural que $W_{\perp} \approx G$. Y el hecho de que $W_{\perp} \sim \mathbf{b}^2$, no nos deberá asombrar, pues es imposible que la energía (¡magnitud positiva!) dependa del vector de Burgers a potencia impar, puesto que en ese caso, al cambiar su dirección en sentido contrario, nos conduciría a una absurdidad, hacia la energía negativa.

Dislocaciones. Nube, telaraña y rocío

En el título de este relato figuran tres conceptos «no científicos». Conceptos-imágenes, conceptos-modelos. Imágenes palpables, modelos exactos. Han arraigado de firme en la teoría de dislocaciones, los utilizan incluso los físicos-teóricos y matemáticos de pensamiento riguroso y formal para quienes las imágenes poéticas son contraproducentes.

Comencemos por la nube. Analicemos la suerte de una dislocación en el cristal que posee átomos de impurezas. Estos átomos al estar alejados de la dislocación, en el volumen carente de defectos del cristal, se distribuirán uniformemente por la simple razón de que no existe otra causa que justifique la concentración o la dispersión en cualquiera de las partes del mencionado volumen. En cambio en las proximidades de la dislocación de borde, semejante causa existe. Esta está condicionada por el hecho de que, como ya sabemos, la línea de dislocaciones se encuentra rodeada por un campo de tensiones, en el cual se registran tanto zonas comprimidas, como extendidas. Si el volumen del átomo de impureza es mayor que el correspondiente a cada uno de los átomos integrantes del cristal, el primero prefe-

rirá ubicarse en las inmediaciones de la línea de dislocaciones, en aquella zona donde actúan las tensiones de tracción. Allí se siente más libre, creando a su alrededor tensiones menores. Tanto más conveniente será el desplazamiento de los átomos de impurezas hacia la zona de tensiones de tracción teniendo en cuenta aquellos que se encuentran a lo largo de la línea de dislocaciones en la zona de compresión. En las cercanías de la dislocación surgirá el espesamiento, energéticamente justificado, de los átomos de impurezas, aparecerá la «nube» de impurezas. Una secuencia similar en el razonamiento puede estructurarse también para los átomos de impurezas, cuyo volumen sea menor que el de los átomos del cristal.

En la vida de la dislocación el que se conforme la nube juega un gran papel. Suele decirse que la dislocación, rodeada por la nube, es una dislocación envejecida. Uno de los síntomas de su vejez consiste en su reducida movilidad. El cristal que contiene dislocaciones envejecidas se transforma en cristal viejo, manifestando uno de los rasgos de su vida—el envejecimiento. La dislocación rodeada por la nube, en su movimiento deberá arrastrarla, puesto que está sólidamente enlazada con ella. La solidez de este enlace viene condicionada por el hecho de que la conformación de la nube iba acompañada con la disminución de la energía y, por consiguiente, el desprendimiento de la dislocación a partir de la nube irá acompañado con la pérdida de esa ganancia en energía. De lo dicho se infiere que la dislocación está enlazada con la nube por cierta fuerza.

Predicción natural: si hacia la dislocación se aplica gran fuerza, ella se separará de la nube y ... rejuvenecerá, se verá liberada de la influencia frenante de la acumulación de átomos de

impurezas, adquirirá mayor movilidad. Junto con ella rejuvenecerá también el cristal, resultando más plástico.

Desde la nube de impurezas alrededor de la dislocación puede caer el «rocío». Todo esto de manera semejante a como ocurre con una nube ordinaria. Con la única diferencia de que la nube ordinaria, sobresaturada de humedad, puede engendrar gotitas de agua, mientras que la nube de impurezas, sobresaturada de átomos de estas últimas, engendrará gotitas integradas por dichos átomos. Aquí la analogía cobra fuerza demostrativa, por lo menos es lo suficiente para no asombrarse ante la aparición de partículas compuestas por átomos de impurezas y dispuestas a lo largo de la línea de dislocaciones, de la misma manera que las gotitas de rocío se sitúan en una telaraña.

Los procesos conformadores de las gotas de rocío y de las partículas integradas por átomos de impurezas, según se sobreentiende, no son del todo idénticos, aunque sólo sea por el hecho de que uno de ellos transcurre en el medio gaseoso, mientras que el otro, en el cristal. Dejemos de lado aquellos rasgos de los procesos en que difieren y subrayemos los que los emparentan. La telaraña, cargada con gotas de rocío es una magnífica y palpable imagen de la dislocación, a lo largo de la cual se encuentran gránulos de sustancia ajena.

Todo lo que se narró sobre la nube que rodea el núcleo de una dislocación, se utiliza en profusión al crear aleaciones con elevada resistencia mecánica. Los compositores de dichas aleaciones razonan de la siguiente manera. A fin de incrementar la resistencia mecánica del cristal, se requiere impedir que las dislocaciones se desplacen con facilidad bajo el efecto de las tensiones aplicadas desde fuera. Esto se logra intro-

duciendo en el cristal átomos de impurezas, cuyo volumen difiere en mucho del volumen de los átomos fundamentales del cristal. En este caso, rodeando la dislocación aparecerá la nube que, una vez envejecida, perderá su movilidad. El objetivo se habrá conseguido: el cristal envejecido resultará más resistente que el joven.

De manera similar a la nube de impurezas, los gránulos en la línea de dislocaciones son también causa de que se reduzca su movilidad: desplazarse, arrastrando consigo los gránulos, es bastante más difícil que hacerlo libremente sin ellos.

Analicemos el caso en que los gránulos, debido a alguna circunstancia, quedan incapacitados para moverse y respecto a la dislocación, resultan ser retenes inmóviles que impiden su movimiento. En tanto que la dislocación tendría que moverse pues desde fuera se le aplicó cierta tensión. Esta debería suscitar la deformación plástica del cristal que, sin embargo, no puede transcurrir si las dislocaciones son inmóviles. Bajo la incidencia de las tensiones aplicadas, el segmento de la línea de dislocaciones, situado entre dos retenes, debería encorvarse de manera semejante a la cuerda de un arco tensado. Pero el encorvamiento de la línea de dislocaciones significa su alargamiento y, por consiguiente, el aumento de la energía ligada a ella. Es esta base más que suficiente para que la dislocación ofrezca resistencia a los esfuerzos de flexión, para que aparezca una tensión contrarrestante a la que se aplica desde fuera.

Imagen diferente, modelo distinto: todo lo que tiene lugar, con el segmento retenido de la línea de dislocaciones, es muy parecido a lo que ocurre con la película de una pompa de jabón soplada en una pajilla. A medida que la membrana plana de la película de jabón que

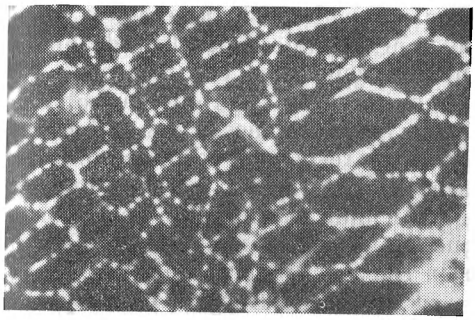
cierra el extremo de la pajilla, comienza a encorvarse bajo el efecto de la presión del gas, aumenta la contrapresión, condicionada por la flexión de la membrana. Dicha presión, como se sabe, es igual a $P = 2P_c = 4\alpha/R$, donde P_c es la presión capilar según la ley de Laplace; el factor 2 considera la presencia de dos superficies en la película de la pompa; R es el radio de curvatura; α, la tensión superficial. Resulta sencillo comprender que el radio de curvatura de la película varía desde una magnitud infinita, cuando la película en forma de una membrana plana cierra el extremo de la pajilla, hasta la magnitud correspondiente al radio de la pompa inflada. El radio de la película encorvada adquiere su valor mínimo cuando ésta llega a ser semiesférica, apoyándose sobre el perímetro de la pajilla, como si lo hiciera sobre el ecuador: $R_{\text{mín}} = d/2$, aquí d es el diámetro de la pajilla. De lo dicho se infiere que para inflar la pompa de jabón será necesario crear en la pajilla la presión que supere $P_{\text{máx}} = 8\alpha/d$. A semejante presión, la película inflada adquirirá forma semiesférica y su ulterior crecimiento, siendo $R > d/2$, exigirá ya menor presión del gas.

Ahora quizá quede claro: para «hundir» el segmento de la línea de dislocaciones, situado entre dos retenes inmóviles, que distan entre sí l, se precisa superar cierta tensión $\sigma_{\text{máx}}$, creada por la dislocación. El cálculo muestra que $\sigma_{\text{máx}}$ queda definida por la fórmula $\sigma_{\text{máx}} = 2Gb/l$, similar a aquella que determina $P_{\text{máx}}$ para la pompa de jabón. El hecho consiste en que α es la magnitud de la tensión superficial, mientras que Gb es la magnitud proporcional a la tensión lineal de la línea de dislocaciones. Puesto que $G \approx 10^{12}$ dyn/cm^2, $b \approx 3 \cdot 10^{-8}$ cm, entonces siendo $l \approx 10^{-4}$ cm, resulta que $\sigma_{\text{máx}} \approx 6 \cdot 10^8$ dyn/cm^2. Es decir, para obligar a la dislocación a

desplazarse se necesita aplicarle tensiones muy elevadas. Dicho de otra manera: si los retenes de rocío se encuentran a lo largo de la línea de dislocaciones y si a ésta se le aplica la tensión $\sigma < \sigma_{máx}$, la dislocación permanecerá inmóvil. ¡Conclusión muy importante! A los compositores de aleaciones se les ha sugerido una idea magnífica: a fin de obstaculizar la plasticidad del cristal, se necesitará introducir en él una impureza tal que, en forma de rocío, se deposite a lo largo de las dislocaciones y las retenga. Si se desea lograr alta resistencia del cristal a la deformación, hasta elevadas tensiones, habrá que colocar retenes de rocío, poco espaciados, en la dislocación. Hagamos abstracción de la cuestión en torno a cómo realizar estas ideas en situaciones concretas. «Cómo» es un interrogante muy concreto. Lo resuelven los tecnólogos con arreglo a aleaciones concretas. En cambio, la idea general de retener las dislocaciones por medio de inclusiones, es lo que mereció la atención de científicos y tecnólogos en todos los rangos.

La posibilidad de precipitar «el rocío» a lo largo de la línea de dislocaciones obtuvo una aplicación más. Quisiera insinuar que se trata de una bonita aplicación. Recuerden: antes de que salga el sol, la telaraña cubierta de rocío, se ve con mucho mayor nitidez que cuando los rayos solares evaporen las gotitas de rocío. Estas últimas decoran los hilos invisibles de la telaraña haciéndolos visibles. Habiendo perdido el rocío, los hilos de la telaraña parece que se esfuman.

En cristales transparentes se pueden hacer visibles las líneas de dislocaciones, decorándolas con partículas extrañas. Esto se logra magníficamente, en particular, si a lo largo de las dislocaciones en el cristal de NaCl sedimentamos partículas de plata.



"Telaraña" de dislocaciones en un monocristal de NaCl decorado por gotitas de plata. Aumento 800.

He elegido para ilustrar el relato una fotografía donde se ven las dislocaciones decoradas con plata. A fin de obtener una analogía completa, se eligió una zona del cristal en la que las líneas de dislocación conforman una semejanza visible de la telaraña.

Otra vez más sobre el viento electrónico

Nos vuelve a interesar el viento electrónico, esta vez motivado por el hecho de que en nuestro relato el cristal se pobló de dislocaciones. El viento electrónico, soplando la dislocación, ejercerá cierta fuerza sobre ella, esta fuerza puede ser nada despreciable, incluso suficiente para incidir sobre su movimiento.

En este apartado perseguimos dos objetivos. En primer lugar, queremos valorar la magnitud de la fuerza $F_{\rightarrow}$, con la cual el viento electrónico «sopla» sobre la dislocación de longitud unidad y, en segundo lugar, analizar el experimento que a mi parecer, de manera convincente, muestra esta fuerza real.

Comencemos por valorar la fuerza $F_{\rightarrow}$. Para poder hacerlo imaginémonos qué clase de obstáculo representa la dislocación con respecto a los electrones en movimiento. El problema, sobre la interacción entre los electrones y las dislocaciones, los teóricos lo resuelven recurriendo a un complejo arsenal de medios de la física teórica. Nosotros, simplificando la situación real, consideraremos que en el mecanismo de dispersión de electrones la línea de dislocaciones con longitud unidad y el vector de Burgers **b** es equivalente a una laminita cuya anchura es b cm y longitud de 1 cm, o sea, su área $S = b\ \text{cm} \cdot 1\ \text{cm} = b\ \text{cm}^2$. Esta aproximación viene a la mente y resulta razonable porque a la distancia $\approx b$, respecto al plano de deslizamiento, la distribución de los átomos en el cristal «se olvida» de que en él hay dislocaciones. Consideremos, además, que los electrones que chocan con la laminita, reemplazante de la dislocación, le transmitirán por entero su impulso, es decir, ejercerán sobre la laminita la siguiente presión $P_{\rightarrow} = F_{\rightarrow}/S = F_{\rightarrow}/b$.

Así pues, $F_{\rightarrow} = bP_{\rightarrow}$, y por consiguiente, ahora tendremos que valorar la presión $P_{\rightarrow}$, ejercida por los electrones en movimiento en el metal sobre la superficie de la laminilla, impenetrable para ellos. Si en la última frase sustituimos la palabra «electrones» por las palabras «moléculas de un gas perfecto», esto se puede hacer basándonos en que, tanto los electrones en el metal, como las moléculas en un gas perfecto son libres, entonces de inmediato comprenderemos que resolver este problema es cosa elemental, con la particularidad de que aparece ya resuelto en cualquier manual de física, incluso en el escolar. La magnitud que nos interesa $P_{\rightarrow}$es el producto de la cantidad de impactos de n^* electrones, correspondientes a 1 cm^2 de la pared por segun-

do, multiplicada por la magnitud del impulso P, transmitido por el electrón a la pared. Si la unidad de volumen contiene n electrones libres y éstos se mueven hacia la pared con la velocidad v, entonces, $n^* = nv$ y, de esta manera, $P_{\rightarrow} = nvP$ y $F_{\rightarrow} = bnvP$. Puesto que, en correspondencia con la ley de Ohm, la densidad de la corriente $j = nve$, podremos en definitiva anotar

$$F_{\rightarrow} = \frac{bP}{e} j.$$

Ya tenemos la fórmula. Resultó ser prácticamente la misma que obtuvieron los físicos-teóricos y, por consiguiente, nuestra simplificación de la situación real no nos alejó demasiado de la verdad.

Ahora, observando la fórmula, es necesario comprender en qué medida la fuerza $F_{\rightarrow}$ puede influenciar sobre el destino de la dislocación. Será mejor formular la pregunta de otra manera: ¿cuál deberá ser la fuerza $F_{\rightarrow}$ o, en resumidas cuentas, la densidad de la corriente j, para que el viento electrónico pueda de manera notable incidir sobre el movimiento de la dislocación? Es natural suponer que para esto la tensión $\sigma = F_{\rightarrow}/b$, creada por la fuerza $F_{\rightarrow}$ cerca de la dislocación, deberá ser del mismo orden que la tensión mecánica σ^*, necesaria para desplazar la dislocación de su lugar. Con este fin se precisa una densidad de la corriente que se desprende de la fórmula anterior:

$$j^* = \frac{eF^*_{\rightarrow}}{Pb} = \frac{e}{P} \sigma^*.$$

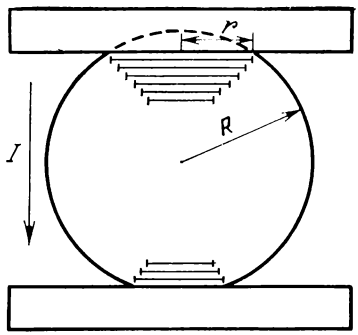
Todas las magnitudes, que integran la fórmula, se pueden encontrar en guías de referencia: $e = 4{,}8 \cdot 10^{-10}\,\mathrm{g^{1/2} \cdot cm^{3/2}/s}$, $P = 10^{-19}\,\mathrm{g \cdot cm/s}$, $\sigma^* \approx 10^7\,\mathrm{dyn/cm^2}$. Ellas determinan la magnitud de $j^* \approx 5 \cdot 10^{16}\,\mathrm{g^{1/2}/(cm^{1/2} \cdot s^2)}$, lo que en unidades del

SI corresponde a la densidad de la corriente $j^* \approx 10^7$ A/cm^2. La cifra es tan impresionante, que deseo pronunciarla en alta voz: diez millones de amperios por centímetro cuadrado. Siendo tal el valor de la corriente, el experimentador puede descorazonarse y perder toda esperanza de descubrir la influencia del viento electrónico sobre la dislocación. No obstante, resultó que el efecto se puede detectar por medio de ensayos muy simples. Aunque «resultó» no en el primer intento, sino al cabo de trece años después de que el efecto lo predijeran los teóricos.

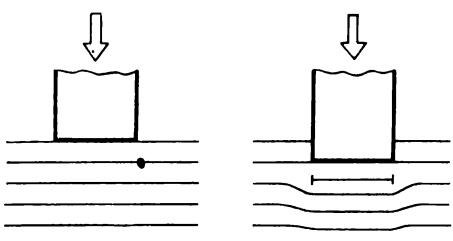
Hablaré de los experimentos en los cuales se detectó el efecto del arrastre de las dislocaciones por el viento electrónico. Estos experimentos, en verdad, son muy sencillos. Primero, entre dos láminas de cobre se comprimía una bolita de un monocristal de cobre con radio $R \approx 2 \cdot 10^{-2}$ cm y se oprimía ligeramente. El resultado de este ensayo está predeterminado: en los dos polos de la bolita, en aquellos lugares donde contacta con las láminas, se forman dos superficies redondas iguales de contacto. Su radio es $r \approx 5 \cdot 10^{-4}$ cm. Se comprende por qué surgen estas superficies: la sustancia de la bolita, en forma de zonas de los planos atómicos, se comprime hacia su volumen, de la misma manera en ambos polos, en los cuales todo transcurrió con simetría. Es fácil comprender que el contorno de los planos comprimidos es una línea cerrada de dislocaciones. Con el objeto de comprender mejor la última frase, observemos la figura en la cual, de forma esquemática, se ilustra el surgimiento de la dislocación en espiral, al hundir en el cristal parte de su sustancia.

Ahora podemos complicar el experimento, durante la compresión hacemos circular por la bolita la corriente continua I. Puesto que el área de contacto entre la bolita y el plano es pequeña

($S = \pi r^2 \approx 8 \cdot 10^{-7}$ cm^2), para obtener la densidad de la corriente $j^* \approx 10^7$ A/cm^2, deberá hacerse circular por la probeta una corriente no tan grande: $I = j^* \cdot S \approx 10$ A. En semejante experimento resulta que en los polos opuestos de



Esquema que ilustra el experimento con una bolita a fin de detectar el arrastre de las dislocaciones por el viento electrónico.



Esquema de surgimiento de una dislocación en espiral, al hundir en el cristal parte de su sustancia.

la bolita las superficies de contacto poseen radios diferentes: mayor en el polo donde el movimiento de las dislocaciones, durante la compresión de la bolita, y la dirección de la corriente coinciden y

menor en el otro, donde sus direcciones son opuestas. El resultado cualitativamente es claro: en el primer caso el «viento» es favorable y acelera el movimiento de las dislocaciones desde el polo en dirección al centro de la bolita, mientras que en el segundo, el «viento» está orientado en dirección contraria al movimiento de las dislocaciones y, por consiguiente, lo frena.

El efecto se observó de manera experimental. De los ensayos realizados para diferentes corrientes, los experimentadores pudieron determinar la relación $\sigma^*/P \approx 3 \cdot 10^{25}$ cm$^{-2} \cdot$s^{-1}, lo que corresponde a valores razonables de P y σ^*, citados con anterioridad. Conseguimos ambos fines: se estructuró la teoría elemental y se analizó el experimento.

Antes de culminar este relato, quisiera llamar la atención del lector al fenómeno que, pudiera decirse, es el opuesto al viento electrónico que arrastra las dislocaciones. Consiste en lo siguiente. Si en el metal los electrones se mueven sólo caóticamente, sin participar en el movimiento dirigido, es decir, por el metal no circula corriente, mientras que las dislocaciones en el proceso de deformación plástica se desplazan en una dirección determinada, estas últimas sufrirán rozamiento a consecuencia de choques contra los electrones del gas «en reposo». La fuerza de este rozamiento $F_\perp$, calculada para una línea de dislocaciones de longitud unidad, de manera evidente, se describirá por la fórmula con la cual ya nos hemos encontrado:

$$F_\perp = bn_e v_\perp P,$$

comprendiendo por $v_\perp$ la velocidad de movimiento de las dislocaciones y no la velocidad de deriva de los electrones.

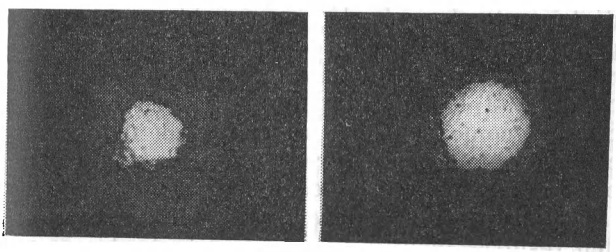
A fin de percibir con nitidez la realidad del rozamiento viscoso de la dislocación en movi-

miento con el gas electrónico, es cómodo en vez de la magnitud $F_\perp$, recurrir a la magnitud de la tensión efectiva $\sigma_\perp = F_\perp/b$, actuante sobre la dislocación:

$$\sigma_\perp = n_e v_\perp P.$$

Puesto que $n_e \approx 10^{23}$ cm^{-3}, $P \approx 10^{-19}$ g·cm/s, entonces siendo $v_\perp = 10^3 \ldots 10^4$ cm/s resulta que $\sigma_\perp = 10^7 \ldots 10^8$ dyn/cm^2.

De manera experimental, la realidad de la tensión $\sigma_\perp$ se descubre en el efecto que en los



Fotografías de los polos de una bolita, en la cual las dislocaciones soportaron la acción del viento electrónico. Aumento 250.

últimos años se estudia minuciosamente, tanto por experimentadores, como por teóricos. El efecto consiste en que al pasar el metal del estado normal al de superconductividad, cuando desaparece el frenado electrónico, la plasticidad del metal aumenta en forma escalonada. Este efecto, que pudo ser observado ya en los albores del estudio de la superconductividad, no se dejó sentir largo tiempo y sólo a finales de los años 60 se detectó en muchos laboratorios del mundo.

Ahora ya podemos terminar este relato.

Multiplicación y aniquilamiento de las dislocaciones

Al conjunto de dislocaciones en el cristal le son inherentes estos dos rasgos imprescindibles en la vida de toda población: tanto la multiplicación como el aniquilamiento de los individuos que la constituyen. En un libro que trate sobre el cristal vivo, no se puede silenciar sobre cómo se multiplican y desaparecen las dislocaciones.

Comencemos por la multiplicación. En cuanto a que semejante fenómeno tiene que ocurrir, los teóricos estaban obligados a pensarlo inmediatamente después de que consideraron que la deformación del cristal tiene lugar a consecuencia del movimiento de las dislocaciones. Su lógica debería haber sido simple y rectilínea. El cristal, como se sabe, es capaz de deformarse considerablemente y durante un prolongado tiempo. Para esto las dislocaciones de que dispone, las cuales desplazándose «salen del juego», pueden resultar insuficientes y, por lo tanto, se requiere que aparezcan otras nuevas. De que la cosa es precisamente así, podemos convencernos con facilidad si utilizamos la fórmula ya conocida que define el nexo entre la magnitud de la deformación ε, la densidad de las dislocaciones móviles ρ_0 y la magnitud de desplazamiento de cada una de ellas l_i. Si consideramos que todas las dislocaciones «salen del juego» habiendo pasado el recorrido máximo $l_{\text{máx}}$, la deformación de acuerdo con nuestra fórmula será la siguiente:

$$\varepsilon_{\text{máx}} = \rho_0 \, b l_{\text{máx}}.$$

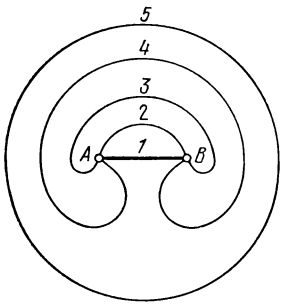
La experiencia certifica que en los cuerpos cristalinos reales la magnitud $l_{\text{máx}}$ no es muy grande, aproximadamente igual a 10^{-3} . . . . . 10^{-2} cm; habiendo recorrido tal camino, las dislocaciones «salen del juego» por diversas cau-

sas: alcanzan los límites del grano, o salen fuera de los marcos de la probeta, o bien al tropezar con un retén, pierden la movilidad y, por consiguiente, la capacidad de su aporte a la conformación del cristal. Cuando $\rho_0 \approx 10^7$ cm^{-2} y $b \approx$ $\approx 3 \cdot 10^{-8}$ cm, obtendremos que $\varepsilon_{máx} = 10^{-4}$ . . . . . 10^{-3}. Mientras que en la realidad el cristal, debido al movimiento de las dislocaciones, puede deformarse en grado incomparablemente mayor. Esto, por cierto, es lo que muestra que en el proceso de deformación en él, por lo visto, deberán engendrarse nuevas dislocaciones móviles.

Cuando se trata de la procreación de organismos vivos, se considera el aumento de la cantidad de individuos. En el caso de las dislocaciones, se tiene en cuenta algo distinto, a saber, el incremento de su densidad. Ya que la densidad de las dislocaciones $\rho_0 = \mathcal{L}/V$, donde $\mathcal{L}$ es la extensión sumaria de las líneas de dislocaciones en el volumen V, bajo el concepto multiplicación deberá comprenderse el aumento de $\mathcal{L}$. Así pues, de esto se infiere que la multiplicación de la dislocación consiste en su puro y simple alargamiento.

Ya habiendo llegado hasta aquí podemos hablar sobre el mecanismo concreto de multiplicación. Sobre uno de los muchos. En la literatura científica se denomina generador de Frank—Read. Prácticamente, todo lo necesario para comprender cómo actúa este generador, ya se dijo en el relato sobre «el rocío» que frena el movimiento de las dislocaciones. Después de que el segmento de una línea de dislocaciones ha sido frenado entre dos retenes—«gotitas de rocío», por medio de la tensión $\sigma > \sigma_{máx}$ quede «hundido» atravesando los retenes, en el plano de deslizamiento se convertirá en un semicírculo, formando al mismo tiempo parte de la línea de dislocaciones. Este segmento también puede convertirse

en un círculo cerrado, al repetir el ciclo anterior. El mismo se constituirá en fuente de multiplicación de la línea de dislocaciones puesto que su longitud sumaria, en este proceso, aumenta. Claro está, mientras que obre la tensión capaz de

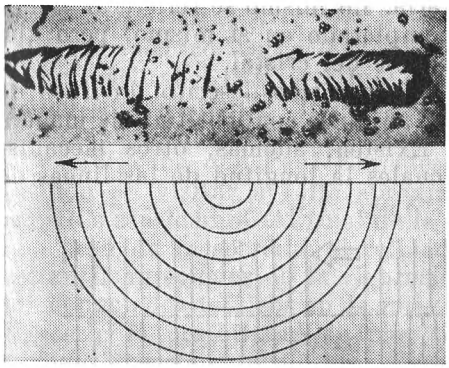


Esquema de las etapas consecutivas (1—5) de la multiplicación de dislocaciones según Frank—Read.
AB es el segmento de la línea de dislocaciones entre los retenes.

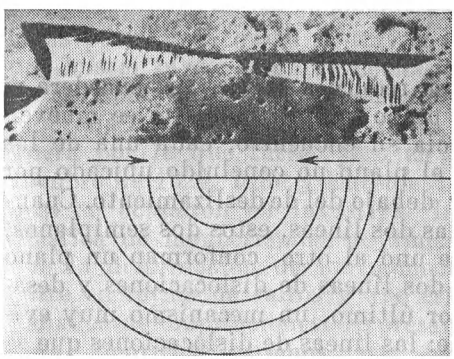
«hundir» el segmento frenado de la línea de dislocaciones entre los retenes. La figura lo ilustra con claridad.

En el cristal pueden aparecer tanto aros completos unitarios, como semiaros que con sus extremos salen a la superficie del cristal. Su ampliación o compresión también conduce a la multiplicación o aniquilamiento de las dislocaciones.

Examinemos en breve los mecanismos de «aniquilamiento» de las dislocaciones. Uno de ellos puede ser el opuesto al que conduce a la multiplicación. En realidad, si se deja de soplar en la pajita, en cuyo extremo se encuentra la pompa de jabón, ésta a través de la primera expulsa el gas y «desaparece». De manera similar «desaparecerá» también la línea cerrada de dislocaciones («círculo»), si las tensiones externas



Ensanchamiento de una dislocación en espiral en un monocristal de antimonio. Aumento 300.

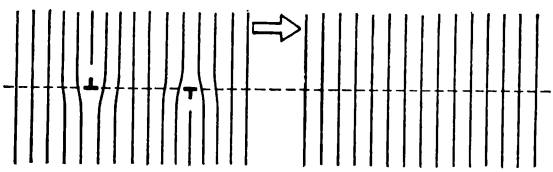


Aniquilamiento de una dislocación en espiral en un monocristal de antimonio. Aumento 300.

Los extremos del semiaro salen a la superficie del monocristal. En los puntos en que la línea del semiaro corta la superficie el decapante deja huellas en forma de una hondonada.

dejan de estirarla. Lo mismo se refiere al «semicírculo», no completado en sí mismo, pero que sale a la superficie del cristal.

Mediante el mecanismo descrito, la línea de dislocaciones se aniquila con lentitud, de manera irremediable. Existen, además, otros mecanismos bajo los cuales la longitud de las líneas de



Esquema de cómo desaparecen dos dislocaciones de borde (cuyos vectores de Burgers están orientados en sentido contrario) que se encontraron en un mismo plano de deslizamiento.

dislocaciones se reduce a saltos. Así sucederá si en un mismo plano de deslizamiento se mueven dos líneas hacia su encuentro, cada una de las cuales limita el plano no concluido ubicado por encima o por debajo del de deslizamiento. Cuando chocan las dos líneas, estos dos semiplanos, completándose uno al otro, conforman un plano sano. ¡Había dos líneas de dislocaciones y desaparecieron! Por último, un mecanismo muy evidente y simple: las líneas de dislocaciones que se mueven en el cristal pueden salir a su superficie y, de esta manera, ¡dejar de existir en el volumen!

En este relato, las palabras «multiplicación» y «aniquilamiento» las he utilizado en sentido directo, sin tergiversarlo: «multiplicación» quiere decir que aumentó la medida, «aniquilamiento» significa que ¡existía y desapareció!

Sonoridad del cristal

El académico Abram Fédorovich Ioffe, en el verano del año 1924, recibió una carta de su amigo, enviada desde Leiden, el eminente físico-teórico Paul Ehrenfest. En la mencionada carta se comunicaba que Paul Ehrenfest tenía la intención de visitar a Ioffe aproximadamente en agosto o septiembre. Al final de la carta figuraba una petición inesperada: el refinado físico-teórico, sutil apreciador de la rigurosidad formal de los enunciados teóricos en la nueva física, pedía ofrecerle la posibilidad de participar en algún trabajo experimental no muy complejo. En algo relacionado con los cristales.

Yo no sería capaz de explicar al lector de manera precisa a qué se debía semejante petición. Quizá se debiera a un simple «deseo de cambiar de ambiente», o de ver su ciencia predilecta desde otras posiciones, quizá se tratase de un intento por buscar otro campo de acción: Ehrenfest era un delicado autocrítico y con gran escepticismo valoraba sus propios logros en la física teórica. Fuera por lo que fuese, pero en agosto y septiembre de 1924, Ioffe y Ehrenfest «a cuatro manos» se ocuparon en investigar la deformación plástica de monocristales de zinc. Descubrieron que la deformación de los monocristales transcurre en forma de saltos y que éstos van acompañados de crepitaciones. Expresándonos de manera científica diremos así: la deformación plástica va acompañada por la emisión acústica.

En alguna publicación encontré una idea razonable respecto a que este fenómeno interesante sería conveniente llamarlo «efecto de Ioffe—Ehrenfest». En el Instituto leningradense de Física Aplicada, ha sido investigado con minuciosidad por la discípula de A. F. Ioffe, Marina Vícto-

rovna Klassen—Neklúdova, en el presente conocida profesora titular en cristalofísica.

Hablando en propiedad, ya antes de Ioffe y Ehrenfest, la sonoridad del cristal se había escuchado más de una vez. Todos los soldadores, desde antaño, saben que al deformar la aleación fácilmente fusible (1 parte de plomo y 2 partes de estaño) aparece la crepitación. Pero en este caso, como en muchos otros, lo importante no reside en quién fue el que tropezó con el fenómeno físico, sino aquel otro que prestó atención al mismo, comprendió su importancia, lo que significa hacer el descubrimiento.

Así pues, durante la deformación el cristal emite sonidos. Surge una gran cantidad de interrogantes nada retóricos. ¿Por qué aparece el sonido? ¿Por qué éste se asemeja al tic-tac del reloj y no al sordo ulular de la sirena? En el Instituto leningradense de Física Aplicada, sobre las muestras de Ioffe y Ehrenfest se decía: son relojes de zinc. Más interrogantes: ¿Se podrá influenciar sobre esos sonidos? ¿Se podrán utilizar, abriéndoles camino en la práctica?

Vamos a tratar los interrogantes enunciados, por así decirlo, en el orden en que han surgido.

Empecemos por crear modelos del fenómeno, por búsquedas de analogías que nos puedan prestar ayuda para contestar a las preguntas que nos interesan. Recordemos que la deformación plástica va acompañada por el movimiento de las dislocaciones. Es natural suponer que la sonoridad del cristal y el movimiento de las dislocaciones en él son fenómenos no independientes. Es más, de inmediato podemos recurrir a una analogía: el avance de una bala por el aire va acompañado por «la emisión acústica», o dicho simplemente, por el silbido. Por lo que se refiere a la bala y el aire todo está claro: en la bala que posee la masa m y vuela con la velocidad v, se

encierra energía cinética, la misma que, como se sabe, es igual a $mv^2/2$. Perdiendo paulatinamente esta energía para vencer la resistencia del aire, la bala engendra en él ondas elásticas que nuestro oído percibe como un silbido. A fin de que la analogía elegida por nosotros resulte válida necesitamos, de manera similar a la masa de la bala, imaginarnos la masa de la dislocación, magnitud esta no del todo corriente. Por lo visto no podremos expresarla en gramos, habrá que medirla en gramos por unidad de longitud de la línea de dislocaciones. Sin demostrarlo, comunicaré al lector que esta magnitud queda determinada por el producto de la densidad de la sustancia del cristal d y el cuadrado del vector de Burgers: $d\mathbf{b}^2$. Esta fórmula no debe suscitar sospechas, todo en ella es razonable: está presente tanto la característica del cristal (en forma de la densidad de la sustancia), como la característica de la dislocación representada por el vector de Burgers, que aparece al cuadrado, simbolizando la independencia física justificada entre la masa de la dislocación de longitud unidad y la orientaicón que tenga su vector de Burgers. Si este último integrase la fórmula, que determina la masa de la dislocación, a la primera potencia, al cambiar su orientación por la contraria, se modificaría el signo de su masa, es decir, podría resultar negativa—¡esto es absurdo! Por lo tanto, la energía cinética de una dislocación de longitud unidad se puede escribir en forma de $W_\perp = db^2v^2/2$. A continuación, todo tiene lugar como en el caso de la bala: la dislocación se desplaza por el cristal, pierde su energía cinética y ésta pasa a ser energía de las ondas elásticas en el cristal y éste emite sonidos. ¡Todo está claro!

Una vez aquí, por lo visto, los razonamientos «por analogía» habrá que interrumpirlos. Seguir hacia adelante es peligroso, uno puede con facili-

dad extraviarse. Un ejemplo, la bala en vuelo silba sin interrupción, mientras que durante la deformación plástica se oyen crepitaciones. Conformémonos con que la analogía nos ayudó a comprender lo fundamental: la dislocación que se mueve en el cristal altera el retículo, transmitiéndole parte de su energía, en el mismo se engendran ondas elásticas, o sea, el sonido.

Teniendo en mente el mecanismo de las dislocaciones descrito, se puede comprender también la causa de la sonoridad intermitente. El hecho consiste en que el silbido ininterrumpido que emite la bala en vuelo, al parecer, también lo emite la dislocación. Pero nuestro oído no percibe ese débil sonido. Sin embargo, en el instante en que la dislocación abandona los límites del cristal y cuando junto con su desaparición a saltos se desprende toda la energía cinética que le pertenecía (subrayamos: no paulatinamente, sino a saltos y por completo se transfiere al retículo), nosotros oímos un chasquido. Los físicos que se ocupan de la emisión acústica de los cristales tienen para este fenómeno un término especial «emisión transitoria». Surge cuando la dislocación transita desde un medio con cierta densidad a otro con densidad distinta. Esto significa que a saltos cambia la masa de la dislocación y, por lo tanto, su energía cinética y, por consiguiente, tendrá que sonar el chasquido. Aquí cabe advertir que el término «emisión transitoria» en la teoría de la emisión acústica en los cristales se tomó de la electrodinámica, de aquel capítulo suyo que se ocupa del movimiento de la carga en el medio ambiente. Al atravesar la interfase entre dos medios, la carga emite la llamada «emisión transitoria».

Se puede enumerar una gran cantidad de situaciones reales cuando la dislocación (o dislocaciones) al desaparecer tiene que emitir chasquidos.

Por ejemplo, en un mismo plano de deslizamiento avanzan dos dislocaciones, cuyos vectores de Burgers están orientados en dirección opuesta, con cierta velocidad al encuentro una de la otra. Al chocar semejantes dislocaciones desaparecen, se aniquilan, en este caso se desprende una energía igual a la suma de las energías cinéticas de ambas dislocaciones. Si la velocidad de movimiento de las dislocaciones era considerable, la energía que se desprenderá puede resultar notable. Por ejemplo, siendo $v_{\perp} \approx 10^{-1} \cdot v_{son} \approx \approx 10^4$ cm/s, en los metales donde $d \approx 10$ g/cm^3, la magnitud de $W_{\perp} \approx 5 \cdot 10^{-6}$ erg/cm.

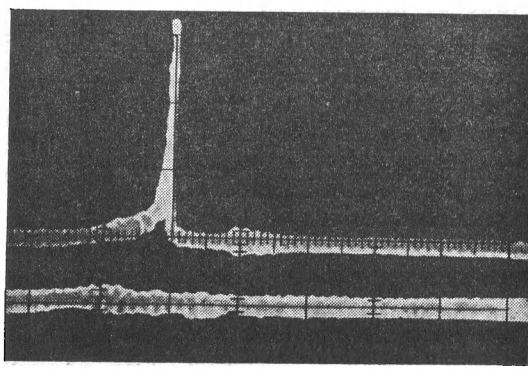
Puede ocurrir de otra manera: una línea anular de dislocaciones (dislocación en espiral) se contrae convirtiéndose en un punto, o sea, disminuye su longitud, desprendiendo energía y engendrando el sonido. Puede tener lugar lo siguiente: en el proceso de la deformación plástica la dislocación se desprende de los retenes frenadores y de forma escalonada comienza a moverse, creando, al mismo tiempo, sonido.

Nos interesaba si se podría incidir sobre la sonoridad del cristal a deformar. Claro está que se puede. Para esto se precisa, por medio de un determinado procedimiento, introducir de antemano en el cristal dislocaciones, acto seguido, deformándolo con regularidad, ponerlas en movimiento.

Nos queda por examinar dos cosas. En primer lugar, relatar cómo los físicos investigan por vía experimental la sonoridad del cristal, condicionada por el movimiento de las dislocaciones, en segundo lugar, analizar cómo este efecto puede utilizarse en la práctica.

Los trabajos experimentales en cuanto a la emisión acústica de los cristales, condicionada por las dislocaciones, son muy escasos. Me referiré tan sólo a un experimento, el que mayor

agrado me causó entre todos los demás, conquistando mi total confianza. Fue realizado por los cristalofísicos de Járkov V. S. Boiko, R. I. Gárber y sus colaboradores. Los autores del citado experimento se valieron de que en muchos cristales, en particular, en el de calcita, con el cual ellos experimentaron, bajo la influencia de una carga concentrada que se aplique desde fuera (se



Impulso en el oscilógrafo, condicionado por el sonido que emitió el cristal.

puede crear oprimiendo el filo de una cuña que contacte con la superficie del cristal), se obtienen agrupaciones de una gran cantidad de dislocaciones del mismo tipo. Estas conforman una pared cuyos extremos tocan la superficie del cristal. Si se quita la carga externa, estas agrupaciones abandonan el cristal y las dislocaciones a gran velocidad salen fuera de sus límites. El acto de salida va acompañada de una fuerte emisión acústica. La señal sonora surgida se puede registrar con facilidad mediante un oscilógrafo. Con el fin de no confundir lo deseado con lo real, los autores del experimento recurriendo a una cámara

rápida de cine observaban la salida de las dislocaciones. El instante de esta salida y el del impulso del sonido coincidieron. ¡Experimento convincente!

Ahora le ha llegado el turno a la aplicación práctica, mejor dicho, a una de ellas muy importante y bonita. En el año 1959, el físico alemán Kaiser, estudiando la emisión acústica de los metales, descubrió que si la probeta, al encontrarse bajo la influencia de una determinada carga externa sonó, al liberarla de esa carga, para después volverla a cargar, la probeta sonará sólo a condición de que la segunda carga sea superior a la inicial. En la literatura física este fenómeno se conoce con el nombre de «efecto de Kaiser». Teniendo conocimiento de ese fenómeno, imagínense que cerramos herméticamente un recipiente hueco con una membrana metálica y lo sumergimos en el mar a alguna profundidad, donde hacia la membrana se aplicará cierta tensión, condicionada por la presión hidrostática $\sigma_h = dgh$ (d es la densidad del agua; g, la aceleración de la caída libre; h, la profundidad de sumersión). En el agua, según Kaiser, la membrana «soltará» todo el sonido que tiene que «soltar» siendo la tensión σ_h. Después de sacarla del agua, será preciso obligarla a sonar bajo la incidencia de una carga externa medida con exactitud $\sigma^* > \sigma_h$. De esta manera, la membrana nos dirá a qué profundidad fue sumergida. Evidentemente, a la profundidad $h = \sigma^*/dg$. Así pues, la capacidad sonora del cristal puede emplearse para crear medidores de profundidad. Me he referido tan sólo a la idea general sobre la cual se basa el medidor acústico de profundidad. Al crearlo surgen muchas dificultades y limitaciones. Las dificultades se superan, las limitaciones se toman en consideración.

En el cristal aparece la grieta

Los conceptos «grieta», «agrietamiento» son tan cotidianos que resultan como algo obvio. Se agrietó ¡significa que apareció la grieta! Surgió la grieta ¡significa agrietamiento! Entre tanto, la grieta merece, por derecho, una atención especial. Pues acabamos de formular una sentencia: «se agrietó, significa que apareció una grieta». Pero esto no lo pueden aceptar los diseñadores que crean máquinas, ni éstas que funcionan según la idea de sus constructores.

Pues bien, hablemos sobre cómo en el cristal se instala la grieta. ¡El cristal tiene infinidad de posibilidades para que en él se acomoden las grietas! Quiero referirme a dos mecanismos, respecto al surgimiento de la grieta en el cristal. A aquellos que se destacan por su evidencia y actúan en muchas situaciones reales.

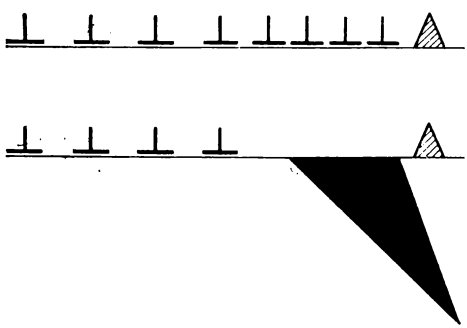
Comencemos por una consideración de carácter general. Los cristales deberán deformarse siempre que a ellos se aplique algún esfuerzo. En el caso de que las tensiones que aparecen en el cristal sean lo suficiente grandes, su deformación a medida que transcurre el tiempo aumentará. Quisiera decir: el cristal «fluirá». He aquí por qué, si nada impide que el cristal «fluya» libremente, fluirá, conservando su continuidad, pero si algo molesta a su libre «fluencia» en él, bajo la incidencia de la carga, puede surgir la grieta. La consideración es general por lo que las difusas palabras «nada» y «algo», no deberán suscitar protesta. Hablando sobre la fluencia del cristal tengo en cuenta que, bajo el efecto de la carga aplicada, su deformación aumenta con el tiempo como, diríamos, esto tendría lugar con un hilo vítreo, calentado hasta elevada temperatura, hacia el cual se cuelga una carga. Ahora no nos interesan los detalles concretos, sino tan

sólo es importante la idea fundamental en torno a que la grieta puede surgir, si la libre deformación del cristal, o sea, su fluencia se ve impedida por algo. ¡Unicamente esta idea!

Pasemos a los dos mecanismos concretos sobre la aparición de grietas. Uno de ellos fue ingeniado y descrito por el científico inglés Straw y muy pronto entró de lleno en el tejido de la ciencia sobre el cristal real. Así suele suceder: lo desconocido con anterioridad, al transcurrir el tiempo (¡algunas veces muy pronto!), parece que de por sí se sobreentiende. Se dice que la nueva idea consecutivamente suscita dos reacciones: primero—«¡esto no puede ser!», pero después—«¡tiene que ser así!». Quizá precisamente ese fue el destino de la idea sobre el mecanismo de surgimiento de la grieta «según Straw». Juzguen ustedes mismos.

¿Recuerdan el relato sobre el movimiento de las dislocaciones en el plano de deslizamiento y la analogía entre las dislocaciones que avanzan una tras otra, con la hilera de excursionistas que caminan por un sendero? Si la temperatura del cristal es elevada, las dislocaciones, habiéndose detenido ante un retén insuperable, de manera difusiva lo eluden. Pero si la temperatura no es muy alta y, por consiguiente, la movilidad difusiva de los átomos es pequeña, en las proximidades del retén transcurrirá otra cosa: la dislocación que encabeza la hilera se parará delante del retén, la que la sigue se acercará a una distancia un poco menor que aquella a la que se encontraban las dislocaciones cuando se desplazaban sin obstáculos. La dislocación en cabeza sufre cierta presión. Con el tiempo ésta se incrementará a medida en que se aproximen las subsiguientes dislocaciones de la hilera. Si junto al obstáculo se frena una serie de n dislocaciones que van una detrás de otra, la dislocación en

cabeza experimentará sobre sí una tensión que en n veces supera la externa, es decir, la que la obliga a deslizarse. Puede resultar tan grande que excederá la resistencia mecánica del cristal que detiene la presión de las dislocaciones y en las inmediaciones del cristal se engendrará una fisura cuneiforme. Surgirá a consecuencia de la unión de las dislocaciones más cercanas al retén. Las dislocaciones siguientes podría decirse que



Las dislocaciones que se paran ante un retén pueden unirse, formando una grieta.

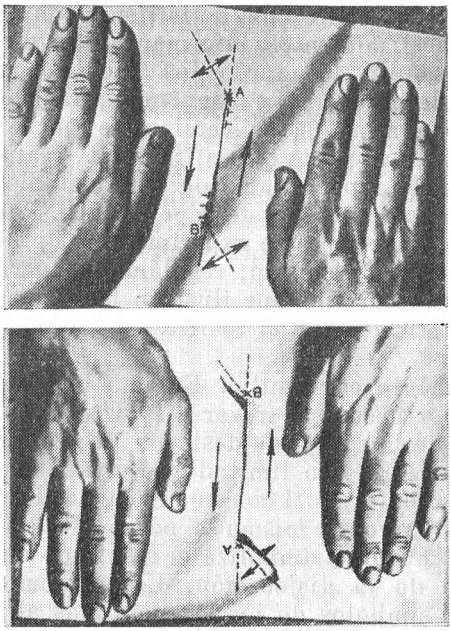
se hunden en la grieta engendrada y ésta crecerá. Mientras que la dislocación se deslizaba con libertad, el cristal «fluía», pero cuando chocó con el retén y el movimiento de la misma se frenó, apareció la grieta. Todo según se deducía de la «consideración general».

Sobre la grieta, surgida «según Straw», conviene decir algo más. En primer lugar, su anchura será tanto mayor, cuanta mayor cantidad de dislocaciones uniéndose participaron en su conformación. Si dicha cantidad la designamos por n, la anchura de la grieta será igual a $n\mathbf{b}$, donde **b** es el vector de Burgers. En ocasiones, refiriéndose a semejante grieta, dicen así: dislocación con el vector de Burgers $n\mathbf{b}$. En segundo

lugar, resulta que la dirección de la fisura con la del plano de deslizamiento conforman un ángulo cercano a 70°. Aquí no aduciré los cálculos, de los cuales se desprende esta magnitud, será mejor que proponga al lector cerciorarse por sí mismo sobre la justeza de esta afirmación, realizando un sencillo experimento con el modelo del cristal en forma de una hoja de papel blanco. Por primera vez me mostró este experimento el profesor titular E. D. Schukin, regalándome para este libro dos fotografías que ilustran las etapas sucesivas del mismo, que él realizó con sus propias manos.

El experimento es sencillo. En una hoja de papel blanco es necesario trazar a lápiz una recta—símbolo de la franja de deslizamiento. Después en cierto segmento limitado de esta línea, hacer un corte en el papel con una cuchilla. Precisamente a lo largo del mismo se podrá efectuar el desplazamiento que simboliza el resultado del deslizamiento de la dislocación. Los extremos del corte son símbolos de los retenes, más allá de los cuales el deslizamiento no pudo, ni puede extenderse. Ahora se debe colocar la hoja de papel sobre una mesa lisa, oprimirla hacia la mesa con ambas manos, situadas a los dos lados de la línea trazada a lápiz, y moviendo lentamente las manos en direcciones opuestas, provocar el deslizamiento. En cuyo caso el papel, claro está, se romperá, pero no a lo largo de la línea a lápiz, sino en dirección que conforma con ésta un ángulo ¡próximo a 70°!

Al aconsejar al lector hacer este experimento modelo, yo como es natural, no le expliqué nada. Bien puede ser que tan sólo le ayudé a familiarizarse intuitivamente con la justeza de uno de los corolarios de la teoría de Straw. Esto, por cierto, no es poca cosa. Me consuelo con la idea de que del experimento modelo y, por ende, del



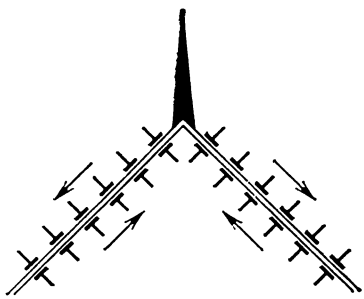
Etapas sucesivas del experimento modelo, con una hoja de papel, que ilustra la aparición de las grietas en presencia de retenes (surgimiento de la grieta "según Straw").

autor de un relato asequible no se puede exigir **más.**

El mecanismo «según Straw» no es simplemente una invención verosímil del teórico. Este mecanismo funciona en la realidad, sobre todo en aquellos casos cuando se deforma un cuerpo cristalino cruzado por multitud de superficies divisorias entre los elementos de su estructura. Por lo común, la divisoria juega el papel de retén y junto a ella surge la grieta.

Todo lo dicho sobre el mecanismo de aparición de la grieta «según Straw» ofrece fundamento

para una importante advertencia. ¿Por qué en verdad el cristal «se conformó» en darle asilo a la grieta? Porque al formarla, las dislocaciones que se acumularon delante del retén, se liberaron de las fuerzas que obraban sobre ellas. Hablando en general, existe, por ejemplo, la posibilidad, ya analizada por nosotros, de superar de manera difusiva el obstáculo, pasando a otro plano de deslizamiento situado por encima o por debajo del



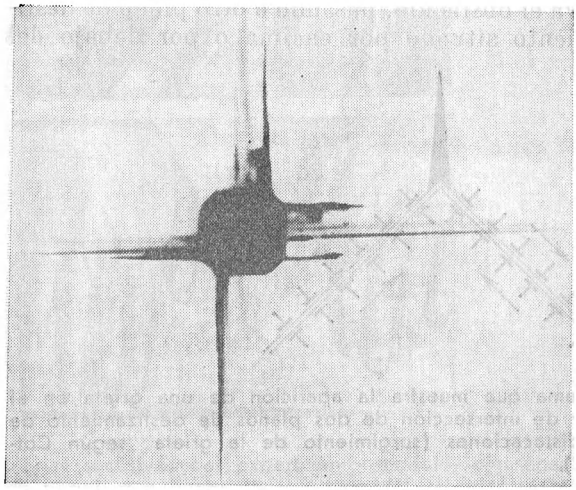
Esquema que muestra la aparición de una grieta en el lugar de intersección de dos planos de deslizamiento de las dislocaciones (surgimiento de la grieta "según Cottrell").

obstáculo, como si se eludiera, para después seguir deslizándose en ese otro plano donde no hay retén. Recordemos una vez más ¡a baja temperatura este proceso no puede tener lugar! Esta es una de las causas del por qué a baja temperatura los cristales son frágiles, mientras que a temperatura alta, son plásticos.

Con esto se puede dar fin al relato sobre el mecanismo de la aparición de la grieta «según Straw», pasando a hablar sobre el mecanismo «según Cottrell», cuyo nombre se debe al famoso físico-teórico inglés.

El mecanismo «según Cottrell» difiere del de «según Straw» tan sólo por el tipo de retén que

frena el deslizamiento libre de la dislocación. En el mecanismo de Cottrell el papel de retén, que frena el movimiento de la cadena de dislocaciones a lo largo de la dirección dada de deslizamiento, lo cumplen dislocaciones similares que, sin embargo, se mueven a lo largo de otra dirección



Surgimiento de grietas en torno a un poro, al comprimir por todas partes un cristal de NaCl. Aumento 100.

que interseca con la dada. Dos dislocaciones que avanzan a lo largo de direcciones cruzadas, al chocar entran en interacción. Como resultado de dicha interacción se forma una nueva dislocación. Esta queda situada de tal manera que no puede moverse por ninguna de las direcciones que se cruzan y, por lo tanto, se inmoviliza, queda en reposo. De ella se dice: «dislocación sedente». Cada par de dislocaciones que se mueven al encuentro conforman una «sedente». Todas

las dislocaciones «sedentes» surgen unas junto a otras en la zona de intersección de los planos de deslizamiento. A fin de cuentas empalman conformando la grieta.

El mecanismo «según Cottrell» se observa con nitidez en muchos cuerpos cristalinos. Como ejemplo de su acción se aduce la fotografía de la estructura del cristal de NaCl, que se oprimía por todos los lados a fin de liquidar el poro que contenía. En realidad el volumen del poro disminuyó, pero a su alrededor se formaron grietas según el mecanismo de Cottrell.

Por lo delgado, no se rompe

A. A. Griffith, ingeniero del Centro de Investigaciones Aeronáuticas norteamericano, en el año 1920 citó un ejemplo que corrobora que el refrán popular «siempre rompe la cuerda por lo más delgado» no en toda ocasión es cierto. Le interesaba el problema de la resistencia mecánica real para diferentes materiales empleados en la construcción de aviones, a saber: aceros, fundiciones, aleaciones de aluminio. Sin embargo, a despecho de todo sentido común rectilíneo, realizó sus experimentos no con estos materiales, sino con el material modelo — vidrio común y corriente — considerando razonablemente que las regularidades de la destrucción para distintos sólidos pueden resultar generales, mientras que con el vidrio es más fácil experimentar.

Entre una multitud de observaciones, Griffith hizo también la siguiente: la resistencia a la rotura de los hilos cilíndricos vítreos aumenta a medida que disminuye su diámetro d: el hilo cuyo diámetro es $2 \cdot 10^{-2}$ cm, posee una resistencia cercana a $\sigma = 2 \cdot 10^9$ dyn/cm^2, mientras que en el hilo cuyo diámetro es $\approx 3 \times 10^{-4}$ cm la resistencia se incrementa hasta $\sigma = 6 \cdot 10^{10}$ dyn/cm^2.

El aumento de la resistencia mecánica con la disminución del diámetro transcurre monótonamente. Después de determinar por vía experimental la resistencia de los hilos vítreos para diferentes valores de d, Griffith supo valorar la resistencia límite de finísimos hilos, resultando ésta ser próxima a $1{,}1 \cdot 10^{11}$ dyn/cm^2. Prestemos atención a esta magnitud, guardémosla en la mente, más adelante volveremos a tropezar con ella.

Así pues, se rompe no por lo delgado, mientras que por lo delgado no se rompe. ¿Por qué? Hay algo en este fenómeno que sale fuera de los límites de las ideas habituales, pues de todas formas ¡tiene que romperse por lo delgado!

El lector tiene que percibir que nos encontramos en los umbrales de un problema con gran importancia, que la contradicción con el refrán popular debe encerrar en sí no una pequeñez, sino algo en principio importante. Puede ser que una vez descubierto y comprendido esto importante, nosotros asimilamos el fenómeno y devolvemos el triunfo a la sabiduría popular ¡Así tiene que ser!

Antes de seguir la lógica de las ideas y experimentos de Griffith, cabe señalar que cada vez que hablemos de la destrucción, tendremos en cuenta la rotura frágil, es decir, aquella después de la cual de las partes del cuerpo destruido (¡cascos!) éste se puede pegar, restableciendo su forma. La rotura «frágil» difiere de la rotura «dúctil» en que esta última va acompañada por el cambio de la forma de la probeta. Por ejemplo, bajo el efecto de los esfuerzos de tracción en el cuerpo dúctil se reduce la sección, aparece la llamada «estricción».

Ahora ya podemos seguir a Griffith. Su idea fundamental consistía en que la destrucción de un sólido es consecuencia de que absorbe cierta

cantidad de energía. En el magnífico y popular libro de John Gordon «¿Por qué no nos hundimos bajo el suelo?» él intenta restablecer la base sicológica sobre cuyo fondo Griffith creó su teoría clásica en torno a la destrucción de los cuerpos frágiles. Gordon, bromeando (o quizá en serio), supone que el enfoque energético hacia el problema de la rotura le vino en mente a Griffith recordando los días de su infancia, cuando él y sus amigos con éxito rompían los vidrios de las ventanas, utilizando la piedra y el tiragomas. La energía de los músculos se transmitía a la goma estirada, la de ésta—a la piedra; la energía de la piedra—al vidrio y éste por ser frágil no soportaba la concentración de la energía, rompiéndose. Si el asunto fue así, se puede no dudar de que Griffith con su teoría por entero pagó los daños causados a las ventanas por él, sus amigos más cercanos y toda la chiquillería del mundo, aficionados al deporte del tiragomas.

Griffith supuso que en aquella zona del cristal cargado, donde tiene que ocurrir la rotura, se concentra energía sobrante, cuya magnitud depende de la carga aplicada al cristal. Cuando se trata de la rotura frágil, esta energía se convierte en energía de la superficie surgida. En el lenguaje del experimento con el tiragomas esto significa que parte de la energía de la piedra en vuelo se transformó en energía de las superficies de todos los cascos desprendidos del vidrio de la ventana.

Equiparando la energía de las tensiones elásticas, creadas en el cristal por la influencia externa, con la energía de las superficies, que se forman durante la rotura frágil, Griffith valoró la resistencia mecánica que debería poseer el cristal. Reproduzcamos su cálculo, claro está, en forma simplificada. Calculemos, para empezar, la energía concentrada en un cubito de un sólido,

cuya arista es igual a l, el cual bajo el efecto de la fuerza F, que obra en dirección de su acción, cambió su dimensión en la magnitud Δl. La resistencia del cristal a la deformación aumenta a medida que crece la misma, por lo tanto, consideraremos que el valor medio de la fuerza obrante sobre el cristal es aproximadamente igual a $F/2$. Recordando que el trabajo (o la energía) es igual al producto de la fuerza por la distancia recorrida, la energía reservada en el cristal, la anotaremos por la relación

$$W = \frac{1}{2} F \Delta l.$$

Puesto que según la ley de Hooke $\Delta l/l = \sigma/E$, y la tensión aplicada al cristal $\sigma = F/l^2$, se puede con facilidad obtener la energía concentrada en el cubito de volumen unidad:

$$\omega = \frac{W}{l^3} = \frac{1}{2} \frac{\sigma^2}{E},$$

donde E es el módulo de elasticidad. Ya nos encontramos a medio camino. La magnitud de la energía elástica que puede liberarse del volumen unidad, durante la rotura, está determinada. La energía elástica, que se libera durante la destrucción por un plano de área l^2, es igual a $\omega l^2 a$, donde $l^2 a$ es el volumen de la capa situada inmediatamente debajo de la película superficial, a partir de la cual se libera (a es la distancia interatómica). La energía superficial que en este caso surge resulta fácil calcularla, es igual a $2\alpha l^2$, ya que cada una de las dos superficies que se formaron tiene el área l^2 y la energía superficial específica equivale a α.

Igualando la energía elástica a la superficial, Griffith obtuvo la fórmula que define la tensión σ^*, bajo la cual el cristal deberá romperse (es

decir, su resistencia teórica):

$$\sigma^* \approx 2\left(\frac{\alpha E}{a}\right)^{1/2}.$$

Un cálculo más exacto de σ^* conducirá a la fórmula, que diferirá de la nuestra aproximada, tan sólo por la ausencia del factor 2. La esencia del problema no cambia.

Merece la pena prestar atención a la fórmula que define σ^*. La rotura frágil va acompañada por la conformación de dos superficies que, calculada por unidad de área de la superficie, requiere un gasto de energía $\approx 2\alpha$. Por otra parte, al mismo tiempo, para la rotura se gasta una energía $\approx \sigma^* a$, y, por consiguiente, $\sigma^* \approx 2\alpha/a$. Comparando la última valoración de σ^* con la anterior, nos convenceremos de que $\sigma^* \approx E$, o sea, la resistencia teórica del cristal es próxima a su módulo de elasticidad.

Estimemos la magnitud de σ^* para el vidrio, puesto que fue éste el material modelo empleado por Griffith en sus trabajos. Debido a que para el vidrio $\alpha = 1{,}5 \cdot 10^2$ erg/cm^2, $E \approx 5 \cdot 10^{12}$ dyn/cm^2 y $a \approx 3 \cdot 10^{-8}$ cm, obtendremos que $\sigma^* \approx$ $\approx 1{,}5 \cdot 10^{11}$ erg/cm^3 $= 1{,}4 \cdot 10^{11}$ dyn/cm^2. Hemos obtenido una cifra muy próxima a la que encontramos al comienzo del relato y decidimos no olvidar: $1{,}1 \cdot 10^{11}$ dyn/cm^2.

Por lo tanto, el resultado al que hemos llegado, resultó ser el siguiente: la resistencia mecánica que, según el cálculo, deberá poseer la sustancia, la tienen sólo finísimos hilos de dicha sustancia, mientras que los gruesos tienen una resistencia de 50 a 100 veces menor. Esta escandalosa falta de correspondencia entre las resistencias teórica y real del sólido no puede deberse a errores en el cálculo, o en el experimento: es demasiado grande la diferencia y en extremo transparentes y sencillos el cálculo y el experi-

mento. Aquí se precisa una advertencia. El cálculo inspira confianza únicamente en caso de que la situación real corresponda a la idealizada que fue la considerada en el cálculo: el sólido está libre de todo tipo de defectos y todos los enlaces entre los átomos, destinados a romperse, lo hacen de manera simultánea. Pero esto, razonaba Griffith, es por lo visto lo que no ocurre. Al parecer, en el sólido real—en su volumen y superficie—existen fisuras microscópicas. Es posible que ellas sean las causantes tanto de la falta de correspondencia detectada entre la teoría y el experimento, como de la variación de la resistencia del hilo, en función de su diámetro. Griffith se vio obligado a inventar el defecto y alojarlo en el sólido, a fin de conciliar la teoría con el experimento. En esto reside una de las preocupaciones fundamentales del teórico, procurar conciliar la teoría y el experimento. Con tanta mayor razón, si el teórico y el experimentador son una misma persona.

El lector se asombrará, seguro que le desconcierta la combinación de palabras «inventar el defecto», por lo visto considera que no hay que inventar nada, que se debe actuar a la inversa, o sea, «no alojar» en el sólido lo inventado, sino estudiando en detalle su estructura, detectar el defecto cuya presencia, de manera tan brusca reduce su resistencia. Sin duda estaría bien proceder como lo recomienda el lector. No obstante, en su razonable recomendación figura una brecha lógica. Si el defecto se descubre de manera directa en el cristal, eso quiere decir que existe allí. Pero en el caso de que no se descubra el defecto, eso no quiere decir que el cristal no lo contiene. Esto simplemente significa que no fue descubierto y ¡nada más que eso! Fue esa la dificultad con la que chocó Griffith al no ver las fisuras que necesitaba. En este caso, la fantasía

del científico deberá imaginarse lo no descubierto con la esperanza de que, con el correr del tiempo, cuando los métodos experimentales se perfeccionen, se podrá comprobar que la conjetura era razonable. Aquí entra en juego una materia tan sutil como la intuición del científico, su capacidad de penetrar en la esencia de los fenómenos de la naturaleza, su fantasía alimentada por conocimientos, analogías, recuerdos, audacia e independencia de juicios. Griffith, sin ningún género de dudas, tenía talento en este terreno, porque sin ver las fisuras ultramicroscópicas, las supuso y sólo después fueron descubiertas, tanto directa como indirectamente.

El enfoque energético, propuesto por Griffith con el fin de describir la rotura frágil de un sólido, puede ser empleado para determinar la dimensión de la fisura l^*, que se constituirá en fuente de la destrucción, en caso de que al cuerpo se le aplique cierta tensión σ_0.

Cuando en el cuerpo aparece una grieta de dimensión l, incluso cuando tenga una anchura prácticamente nula, la energía elástica se libera en el volumen $\approx l^3$. Esto significa que la energía volumétrica del cuerpo disminuyó en la magnitud de $\approx \frac{\sigma_0^2}{E} l^3$, mientras que la superficial aumentó en la magnitud $\approx \alpha l^2$. La dimensión de la fisura l^* se calcula a partir de la condición de igualdad entre estas energías:

$$l^* \approx \frac{\alpha E}{\sigma_0^2} \sim \frac{1}{\sigma_0^2}.$$

Si la fisura tenía la dimensión l^*, o llegó a alcanzarla, su ulterior crecimiento será ventajoso, puesto que cuando $l > l^*$, la energía elástica con el crecimiento de l decrece con mayor rapidez de lo que aumenta la superficial.

De la valoración aducida $l^* \sim 1/\sigma_0^2$ se infiere que a medida en que aumenta la tensión

aplicada, la dimensión de la grieta peligrosa disminuye con rapidez. Aquella fisura que para la tensión dada podría existir en el cristal, sin darse a conocer, al aumentar un poco la tensión pasará al rango de fisuras en desarrollo, con la particularidad de que éstas se dan a conocer de manera impresionante: debido a ellas el cristal se destruye. De nuestra valoración de l^* se desprende que en los cristales, cuyo módulo de elasticidad $E \approx 10^{12}$ dyn/cm^2, siendo la tensión $\sigma_0 \approx$ $\approx 10^9$ dyn/cm^2, todas aquellas grietas cuyas dimensiones sean $l < 10^{-3}$ cm, no deberán crecer, son peligrosas sólo las fisuras que posean dimensiones superiores a 10^{-3} cm. Ahora que, siendo la tensión $\sigma_0 \approx 10^{10}$ dyn/cm^2, resultarán peligrosas todas las grietas cuya dimensión supere 10^{-5} cm.

La fórmula que define la magnitud l^* conviene utilizarla además para otras valoraciones, para lo cual deberá leerse, como si dijéramos, en sentido inverso. De ella se deduce la valoración de la tensión suficiente para que el cuerpo, que contenga una fisura de dimensión l^*, se destruya:

$$\sigma \approx \left(\frac{\alpha E}{l}\right)^{1/2}.$$

En caso de que el cuerpo estuviera absolutamente libre de todo tipo de fisuras, poseería la «resistencia teórica» σ^*, cuya magnitud, como sabemos, es cercana al módulo de elasticidad. Sobre esta base se puede obtener la fórmula

$$\frac{\sigma}{\sigma^*} \approx \left(\frac{\alpha}{El}\right)^{1/2}$$

y por medio de ella estimar en cuántes veces la fisura de la dimensión dada reducirá la «resistencia teórica» σ^*, llevándola hasta el nivel de cierta «resistencia técnica» auténtica. He aquí un ejemplo: siendo $\alpha \approx 10^3$ erg/cm^2, $E \approx 10^{12}$ erg/cm^3

y $l \approx 10^{-3}$ cm, resulta que $\sigma/\sigma^* \approx 10^{-3}$. Repito este resultado impresionante con palabras corrientes: ¡una fisura con dimensión de diez micrometros reduce la resistencia mecánica del cuerpo en 1000 veces! ¡Mientras que una fisura con dimensión de una décima de micrometro—en 100 veces! Aquí el lector puede imaginarse cuánto podrán lograr el tecnólogo-metalúrgico y el tecnólogo en construcción de maquinaria, si son capaces de asegurar la fabricación de artículos carentes de fisuras.

Griffith se hizo merecedor, por lo menos, de dos méritos fundamentales concernientes al apartado de la física del sólido, dedicada al cristal real. El primero consiste en que describió la rotura frágil del sólido como un proceso de transformación de la energía elástica, concentrada en el volumen del cuerpo, en energía superficial de aquellas partes suyas que se forman durante la destrucción. El segundo, no menos importante, consiste en que Griffith fue el primero en arriesgarse a inventar e «instalar» en el sólido el defecto—desviación de la estructura ideal—a fin de explicar las propiedades mecánicas de un cuerpo real. Después de Griffith a esto recurrieron muchos y en multitud de casos.

Al principio del relato se expresó la esperanza de que la sabiduría popular sobre que «siempre rompe la cuerda por lo más delgado» triunfaría. En verdad triunfa: se rompe junto a la base de la grieta, es decir, allí donde las tensiones resultan ser las máximas y éstas llegan a ser las máximas porque está tensado sólo un sector estrecho, en nuestra cómoda terminología — el delgado. ¡Allí es donde se rompe! Sobre esto, con más detalle, hablaremos en el siguiente relato.

Efecto de Ioffe

Sobre el efecto descubierto e investigado por uno de los patriarcas de la física soviética, el académico Abram Fedorovich Ioffe, hablo siempre con gran placer, tanto durante mis conferencias en la Universidad, como simplemente en conversaciones con los jóvenes, si es que deseo «convertirlos» a mi fe, o sea, presentar la ciencia sobre los cristales en un aspecto pintoresco y atractivo.

La historia del descubrimiento y autoafirmación del efecto de Ioffe contiene todo aquello con que cuenta la rica lógica de la ciencia viva y seduce al científico en su actividad. En esta historia figuran tanto el nacimiento del problema, que pone al descubierto la llamativa contradicción entre las ideas y los hechos, como el experimento, bonito y tan sencillo que en cada persona surge la ilusión de complicidad a la intención del experimento, la certeza de que también ella hubiera ideado ese experimento en caso de que antes no lo ideara e hiciera aquel con el nombre del cual se conoce en la ciencia. En la historia del efecto de Ioffe hubo lugar para la actividad de oponentes científicos equivocados de buena fe, de emprendedores periodistas que incansables y sin fundamentos suficientes fantaseaban en torno al tema sobre «el efecto y el futuro», así como para la recompensa suprema del científico, cuando sus ideas de las páginas de las revistas académicas pasan a las páginas de los manuales y a los renglones de las fichas tecnológicas en los talleres.

El efecto externamente tiene el siguiente aspecto. Resulta que si un cristal de sal de piedra (grueso o fino, es indiferente) se moja en agua, su resistencia a la rotura se incrementa en varias veces, al compararla con la resistencia del cristal

seco. Bien pudiera parecer que a la resistencia mecánica, o sea, una propiedad volumétrica del cristal, en nada le interesa aquello que ocurre en la superficie del cristal, pero de hecho, resulta que existe el «efecto de Ioffe»: la vecindad con el agua aumenta la resistencia de la sal de piedra en flecha.

El comienzo de la historia sobre el efecto de Ioffe lo fecharemos en el año 1915, cuando el relevante físico-teórico alemán Max Born publicó su teoría sobre los cristales iónicos. Hablando en propiedad, en esta teoría, por primera vez, fue donde se introdujo la idea sobre cristales, constituidos por iones, que están enlazados por la interacción eléctrica. Lo dicho en la última frase para nosotros suena como una verdad evidente, pero en aquel entonces, en el año 1915, tan sólo tres años después de que con ayuda de los rayos X, por primera vez, los científicos se cercioraron de la severa periodicidad en la alternación de los átomos en el cristal, la idea sobre la estructura, compuesta por iones, era toda una revelación.

La teoría de Born, desde el punto de vista matemático, muy lógica e internamente nada contradictoria, se corroboraba en multitud de experimentos. Born, comparando sus corolarios con los hechos establecidos por vía experimental, explicó las propiedades ópticas, eléctricas y otras muchas de las estructuras iónicas. En contradicción con su teoría sólo se manifestaban los datos sobre la resistencia mecánica de los cristales. Se sabía que, por ejemplo, el cristal de sal de piedra se destruía al aplicarle la tensión $\sigma \approx$ $\approx 4{,}5 \cdot 10^7$ dyn/cm^2, mientras que el cálculo consecuente y preciso del teórico predecía una magnitud notoriamente distinta: $\sigma \approx 2 \cdot 10^{10}$ dyn/cm^2.

Conservando la idea pero simplificando el cálculo de Born, intentemos, en forma primitiva,

valorar la magnitud de la resistencia del cristal. Born la calculó con rigidez.

Sabemos que la resistencia del cristal es la razón entre la fuerza, que hay que aplicar para destruirlo, y el área de la superficie, por la cual tuvo lugar la rotura:

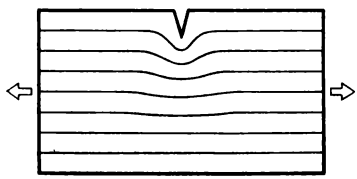
$$\sigma = F/S.$$

Es natural considerar que la fuerza F es la suma de las fuerzas F_0 aplicadas a cada uno de los n enlaces a destruir: $F = nF_0$. Si $S = 1$ cm^2 y la distancia entre los iones es igual al parámetro del retículo a, entonces $n = 1/a^2$. Pero ya que el cristal es iónico y la fuerza de enlace entre los iones se describe por la ley de Coulomb, resulta $F_0 = e^2/\varepsilon a^2$. Por consiguiente, $\sigma = e^2/\varepsilon a^4$. En los cristales de tipo NaCl, la carga del ion coincide con la del electrón, o sea, $e = 4{,}8 \cdot 10^{-10}$ g$^{1/2}$ $\times$ $\times$ cm$^{3/2}$/s. El valor de $a \approx 5 \cdot 10^{-8}$ cm, $\varepsilon \approx 6$ y, por lo tanto, $\sigma \approx 10^{10}$ dyn/cm^2, es decir, una magnitud cercana a la que obtuvo Born.

La sencillez y evidencia de la valoración hecha no deberá ante los ojos del lector minimizar la perspicacia del teórico. Para nosotros, al cabo de medio siglo, es fácil y simple ser hábiles y comprensibles, tras nosotros está la grandeza de Born, quien en el año 1915, sin contar con predecesores, pensaba con independencia y a lo revolucionario. El fue un gran maestro. Aquí cabe atraer la atención del lector en el hecho de que en el cálculo aducido, en cuanto a la rotura del cristal, lo mismo que en el cálculo de Frenkel, relacionado con el deslizamiento, se hizo la misma suposición «clásica», consistente en que todos los enlaces se rompen simultáneamente.

Reflexionando sobre la contradicción entre el cálculo de Born y los datos experimentales, Ioffe tenía que razonar en torno a dos posibilidades: ¡el teórico se equivocó, o bien los experi-

mentos eran inexactos! La segunda suposición tiene que rechazarse, sin titubear, puesto que incluso en el caso de que hubiera ocurrido lo inverosímil y los experimentadores se equivocasen en 500 veces, la práctica multisecular del trato humano con los cristales de NaCl los hubiera corregido. Ya que si en realidad su resistencia concordara con la teoría de Born, entonces

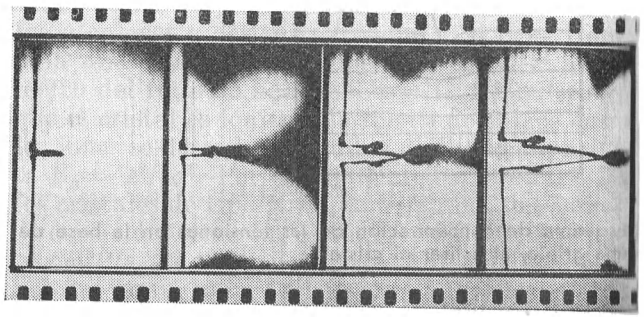


Esquema de concentración de las tensiones en la base de una grieta, al estirar el cristal.

no habría sido tan fácil extraer de la galería el bloque de sal valiéndose de un pico y tampoco habría sido sencilla la tarea de desmenuzar en polvo el mencionado bloque. ¡En 500 veces no se pudieron equivocar los experimentadores! Difícilmente el teórico pudo cometer errores semejantes: sus ideas eran lógicas, además otros muchos hechos, que se desprendían de esas ideas, los explicaba con suficiente éxito.

La verdad debería buscarse en algún otro lugar. Eso fue lo que hizo Ioffe. Razonaba así: claro está Born no se equivocaba, pero consideraba una situación ideal, cuando simultáneamente se rompían todos los n enlaces. ¿Pero si eso no tiene lugar simultáneamente? Entonces, por lo visto, la destrucción tendrá lugar no al instante, puesto que los enlaces se rompen siguiendo cierto orden y bajo una tensión bastante menor que la que se infiere de la teoría.

Ioffe supuso que en la superficie del cristal existen fisuras microscópicas. Siendo las cargas menores que la correspondiente a la resistencia «teórica», en la base de la fisura, en un pequeño volumen del cristal, pueden surgir tensiones bajo las cuales los enlaces comienzan a romperse. Esto significa que la grieta comenzará a propagarse hacia el interior de la probeta, la atra-

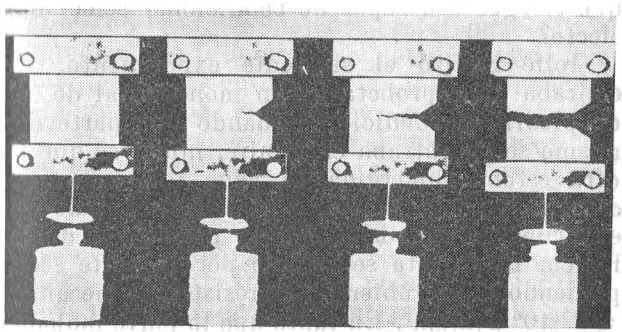


Fotogramas sucesivos que ilustran el desarrollo de la grieta en una lámina fina de plexiglás.

vesará y la desarticulará en dos partes. El cristal se destruirá no debido a que en el plano de rotura se hayan roto simultáneamente todos los enlaces, sino porque éstos al romperse en sucesión, ofrecen a la fisura la posibilidad de crecer y fraccionar el cristal. Cuando Ioffe meditaba en sus experimentos, la idea sobre la «grieta» pendía en el aire. Por lo que no es casual que casi al mismo tiempo fue utilizada por Griffith y por Ioffe.

Todo aquello en que pensaba Ioffe, imaginándose el mecanismo de destrucción, se puede ilustrar con nitidez recurriendo a un experimento modelo. Es sencillo y sus resultados no dejan lugar a dudas. En la platina de un microscopio se extiende una lámina fina de plexiglás, en cuya

parte lateral se hace una entalla aguda y no muy profunda. La lámina simula el cristal, la entalla hace el papel de la grieta en su superficie. En luz polarizada se pueden distinguir las zonas tensadas en el plexiglás: cuanto mayor sea la tensión, tanto más oscura será la correspondiente zona. Pues bien, en los fotogramas sucesivos filmados por nosotros se ve que en la base de la



Etapas consecutivas de la rotura de una franja de papel que poseía un desgarro.

entalla las tensiones son máximas y que la lámina se destruye a consecuencia de que la base de la entalla tensada se mueve a través de ella. Esto transcurre bajo tensiones bastante inferiores que aquellas necesarias para la rotura de la lámina sin entalla.

Se puede obtener una variante simplificada de semejante experimento modelo sin recurrir al microscopio, luz polarizada y cámara de cine: romper una franja de papel estirándola es mucho más fácil si de antemano en ella se hace un pequeño rasgón.

Así pues, tenemos la hipótesis, se precisa de un experimento que la examine. La idea del

experimento la sugiere la lógica rectilínea: si en realidad las fisuras superficiales son la causa verdadera de la reducción, en casi quinientas veces, de la resistencia, entonces disolviendo en agua la fina película del cristal en la cual existen las fisuras, tenemos pleno derecho a esperar que la resistencia del mismo aumentará en quinientas veces. La lógica da derecho a eso, pero el escepticismo refuta a la primera: ¿es posible que el agua sea capaz de condicionar semejante efecto?

Ioffe realizó el siguiente experimento. El estiraba una probeta de un monocristal de sal de piedra en condiciones cuando una parte del mismo se encontraba en el aire, mientras que la otra estaba sumergida en agua templada que disolvía y adelgazaba el cristal. El resultado del experimento concordó con la predicción de la lógica: la probeta se rompió por la parte seca, poniendo al descubierto una resistencia mecánica $\approx 45 \cdot 10^6$ dyn/cm^2. En tanto que la parte mojada, más delgada, soportó tensiones cercanas a la magnitud de $15 \cdot 10^9$ dyn/cm^2, que ya no está tan lejos de la «resistencia teórica» $20 \cdot 10^9$ dyn/cm^2.

La situación se asemeja a la de Griffith: ¡por lo delgado, no se rompe! Por regla general, nos parece bonito aquel experimento que vence nuestro escepticismo. En este sentido, el experimento de Ioffe ¡sin duda alguna, es muy bonito!

El experimento, realizado en el año 1924, con su impresionante resultado, de modo natural, atrajo la atención tanto de especialistas, como de los «círculos próximos a la ciencia». Los periódicos y revistas de ciencia-ficción, por turno, narraban a sus lectores las consecuencias fantásticas de la posible elevación de la resistencia mecánica en los materiales: puentes de alambres, aviones, automóviles, buques superligeros. A. F. Ioffe, en su libro «Mi vida y tra-

bajo», se indigna por esa propaganda: «...en el camino desde la observación de la excepcional resistencia del cristal de sal de piedra y la obtención de semejante resistencia para los materiales técnicos, hay una gran distancia».

Los periodistas se regocijaban con el efecto, en tanto que en las revistas científicas aparecieron artículos, así como intervenciones en las conferencias científicas, donde sin poner en tela de juicio los resultados de las pruebas en torno a la rotura de cristales mojados, refutaban la interpretación que Ioffe proponía como causa de semejante influencia del agua sobre la resistencia de la sal de piedra. El cristalofísico austriaco A. Smekal, muy conocido por sus investigaciones de la estructura cristalina, en una conferencia celebrada en Londres, afirmaba que en los experimentos de Ioffe, la resistencia de la sal variaba debido a que el agua parcialmente se disuelve en ella. Contra esta afirmación se podría objetar recurriendo no a conjeturas generales, sino a los resultados de experimentos montados con precisión.

Esos fueron los experimentos que se organizaron en el laboratorio de Ioffe en Leningrado. Me referiré a dos de ellos. Uno consistía en la simple repetición del ensayo sobre la rotura de una probeta sumergida en agua. Tan sólo se preveía un detalle: parte de la superficie, sumergida en el agua, se protegió contra ésta mediante una franja de laca indisoluble. En este caso el efecto desaparecía, la resistencia del cristal no aumentaba. A través de la superficie no protegida el agua podía penetrar hacia el cristal, según la idea de Smekal, haciéndolo más resistente, pero la circunstancia de que en un pequeño sector de aquélla se conservaran fisuras superficiales, contribuía a que el cristal fuese vulnerable, por lo que pequeñas cargas lo destruían. La idea suge-

rida por Smekal, con evidencia, resultó ser inconsistente.

El segundo experimento fue inesperado, en cuanto a su intención. Una bolita de un monocristal de sal de piedra de antemano se enfriaba en aire líquido, acto seguido se lanzaba al estaño o plomo fundidos. Las capas externas de la bolita con rapidez se caldeaban, se dilataban y estiraban en todas direcciones la parte interna de la bolita que aún no se había calentado. Los teóricos calcularon que en el centro de la bolita surgían tensiones hasta de $7 \cdot 10^9$ dyn/cm^2, entre tanto, la bolita seguía sin romperse. El quid de la cuestión residía en que las tensiones aparecían en el interior de la bolita, mientras que las fisuras superficiales quedaban sin la suficiente tensión, no crecían y el cristal conservaba su integridad.

Al lector, sin duda, le surge el interrogante: ¿por qué precisamente las grietas en la superficie del cristal definen su resistencia? ¿Acaso la estructura volumétrica de la probeta carece por entero de defectos, está exenta de fisuras «volumétricas», las cuales permanecerían de la misma manera indiferentes, tanto ante la presencia como la ausencia de agua en la superficie de la probeta? En verdad, podría ocurrir que el papel de las fisuras superficiales no definiese la resistencia. Podría ocurrir, pero en el caso de la sal no tuvo lugar.

¿Puede ser que esta circunstancia subestima el significado y la generalidad del efecto? ¿Puede ser que se trate de un hallazgo casual del experimentador, que posee interés parcial y limitado? ¡Claro está que no! Se trata de otra cosa. Gracias a que se descubrieron objetos donde las fisuras superficiales se manifiestan con rígida nitidez, la física se enriqueció con un claro entendimiento sobre la posible incidencia de los defectos super-

ficiales en las propiedades mecánicas de los cristales. El problema importante «el cristal y el medio ambiente» se aclaró un tanto, un trocito de la verdad auténtica sobre las leyes de la naturaleza se encierra en el «efecto de Ioffe».

Abram Fedorovich Ioffe fue un científico feliz, él vio en vida manuales de física que contenían el apartado «Efecto de Ioffe» y vio las fichas tecnológicas en los talleres de procesos en los cuales se lograba un aumento notorio de la resistencia de los artículos, a consecuencia de eliminar las fisuras en su superficie.

Efecto de Rebínder

Sigamos la narración sobre las fisuras que habitan en el cristal. Piotr Alexándrovich Rebínder pronunció su primer discurso detallado sobre su descubrimiento en el verano tardío del año 1928, en un barco que bajaba por el Volga, desde Nizhni Nóvgorod hasta Sarátov. En el barco navegaban los delegados al VI Congreso de físicos de toda Rusia e invitados del mismo. Entre los huéspedes figuraban los físicos más relevantes de aquel entonces: Max Born, Peter Debye, Charles Darwin, Paul Dirac y muchos otros. Para la historia de la física soviética, era un congreso memorable, puesto que durante ese congreso se plantearon y debatieron los tres más importantes logros de la joven física soviética: el efecto de la difusión combinada de la luz (sobre el cual informó L. I. Mandelshtam); los primeros resultados obtenidos al investigar las reacciones en cadena (a cargo de N. N. Semiónov); y el efecto de la reducción de la resistencia mecánica por adsorción (propuesto por P. A. Rebínder).

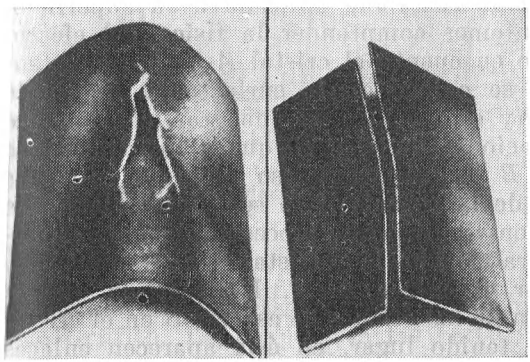
El informe de P. A. Rebínder suscitó una actitud escéptica. El orador afirmaba que las propiedades mecánicas del cuerpo cristalino pue-

den variar notablemente, si en su superficie se colocan sustancias elegidas de manera especial. El informante se refirió a ensayos que corroboraban su punto de vista. Todo ello parecía algo más que extraño, porque fuera cual fuese la sustancia colocada en la superficie, sobre su existencia estaban informados sólo los átomos «superficiales» del cristal, siendo éstos una cantidad infinitesimal. La parte relativa de los átomos superficiales, entre los que conforman un alambre de radio R, será igual a $\varkappa = 2\pi Ra/\pi R^2 = 2a/R$, donde a es la distancia interatómica. Si $R = 10^{-1}$ cm, $a = 3 \cdot 10^{-8}$ cm, entonces $\varkappa \approx 10^{-7}$, o sea, en la superficie de semejante alambre se sitúa una diezmillonésima fracción de todos los átomos que lo componen. ¡No es posible que ellos definan en sí la resistencia de una probeta maciza, puesto que, a ciencia cierta, responden por la resistencia los átomos que se encuentran en todo el volumen! Conjeturas parecidas surgían en relación con el efecto de Ioffe.

Pasaron los años, aparecieron nuevos hechos, conjeturas, valoraciones teóricas. Todo lo cual corroboró la razón del orador. La rica experiencia de conferencias y seminarios certifican el hecho de que los informadores, por lo común, suelen tener razón. No siempre, pero en la mayoría de los casos. Sobre el objeto de su informe ellos meditaron más y con mayor interés que sus oyentes-opositores.

Así pues, he aquí el efecto de Rebínder: un cristal, cuya superficie se cubra por los llamados surfactantes, pone al descubierto propiedades mecánicas que de manera sustancial se distinguen de las propiedades de este mismo cristal con superficie limpia. Por ejemplo, puede resultar de modo notorio reducida la resistencia a la rotura, además el cristal puede mostrar elevada fragilidad.

Impresiona mucho el experimento clásico que P. A. Rebínder, durante sus conferencias, demostraba con sumo agrado. El experimento es sencillo. Al principio es necesario cerciorarse de que una lámina fina de zinc, bajo el efecto de pequeños esfuerzos, se flexiona con facilidad, es decir, posee plasticidad. Después hace falta limpiar una pequeña zona de la superficie del cristal



Experimento de Rebínder. Rotura frágil de una lámina de zinc, sobre la cual se depositó una gota de mercurio.

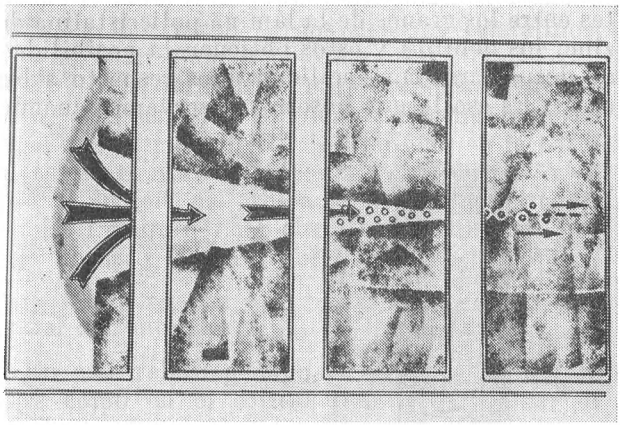
y cubrirla con una gota de mercurio. A continuación de este procedimiento, la flexión del cristal va acompañada por la aparición de una grieta. En ella penetra activamente el mercurio y la grieta se desarrolla con rapidez. El mercurio que se encontraba en la superficie del zinc plástico lo convirtió en frágil. Más de una vez fui testigo de este experimento que P. A. Rebínder mostraba en sus conferencias. Al hacerlo, él siempre se excitaba con alegría y en sus hábitos se manifestaba algo de las costumbres de un escolar que asombra a sus amigos con un buen truco. A este gran científico, de blancos cabellos, le era

inherente la puerilidad. Cuando con sus manos mostraba las partes de la lámina de zinc, destruidas por fragilidad, él triunfante miraba a sus oyentes y exclamaba: «¡No se trata de ningún truco!»

Los procesos que acompañan el surgimiento del efecto de Rebínder, en la forma observada en el experimento descrito, no son simples. Dependen de las propiedades físicas tanto del cristal, como de la sustancia aplicada a su superficie.

Intentemos comprender la física del efecto, teniendo en cuenta el cristal A, sobre cuya superficie se colocó cierto surfactante B. Puede ocurrir (y esto ocurre en una gran cantidad de combinaciones de A y B) que a los átomos de especie B les sea ventajoso ubicarse entre los átomos de la especie A, o sea, intercalarse. Se puede contribuir a este proceso aplicando esfuerzos de tracción hacia el cristal y, de esta manera, debilitar el enlace $A—A$. En caso de que la inserción de los átomos de especie B en el cristal A haya tenido lugar, en éste aparecen enlaces tipo $A — B$. Pero estos últimos enlaces pueden resultar bastante más débiles que los enlaces $A — A$, lo que puede definir la reducción de la resistencia mecánica del cristal.

A lo dicho es preciso añadir lo siguiente. Los acontecimientos fundamentales que acompañan la destrucción, por lo general, transcurren en la base de la fisura en desarrollo, hacia la cual desde la capa del revestimiento deberán tener tiempo de llegar los átomos de especie B. Los puede suministrar ya sea el proceso de difusión a lo largo de la superficie, o bien el proceso de derrame de la sustancia B por la superficie de la fisura que crece en el cristal A. Bajo cualquier mecanismo, estos suministros tienen que tener lugar con suficiente rapidez para que junto a la base de la fisura haya átomos de la especie B, tendientes a

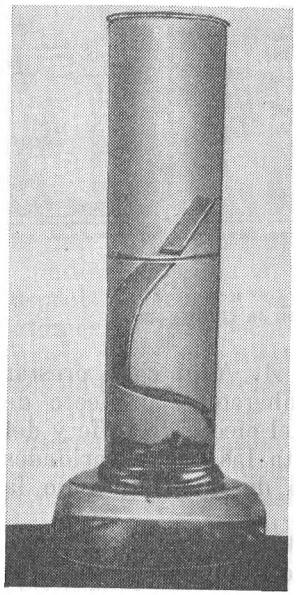


Penetración de un surfactante en la grieta.

introducirse en el cristal *A*. Aquí cabe prestar atención a que le son inherentes al efecto de Rebínder muchos rasgos del efecto de Ioffe y del de Griffith. Los emparenta las particularidades del proceso de desarrollo de la grieta bajo la acción de tensiones.

He aquí un experimento más que ilustra otra manifestación del efecto de Rebínder. En un alto vaso de vidrio se vierte un poco de galio fundido y en su fondo se coloca una lámina policristálica delgada de zinc. Acto seguido, el vaso se llena con una solución especial que limpia la superficie del zinc. A continuación tiene lugar lo siguiente. El galio comienza a arrastrarse por la superficie del zinc. Esto se ve con nitidez puesto que en el zinc se forma una huella mate en movimiento. La lámina de zinc, cubierta con galio, comienza a precipitarse hacia el fondo del vaso, plegándose en forma de fuelle, o formando un rollo. ¡Espontáneamente, sólo bajo la acción de su propio peso! El galio, al penetrar en los límí-

tes entre los granos de la lámina policristalina de zinc, los debilita y éstos obtienen la posibilidad de desplazarse con facilidad unos respecto a los otros. Es eso lo que nosotros observamos cuando



Una lámina fina de zinc se vuelve plástica bajo la influencia del galio líquido.

vemos cómo la lámina de zinc con suavidad se asienta en el vaso con galio.

En el primer experimento logramos una fragilidad anómala, en el segundo—una plasticidad anómala. Podríamos haber citado ejemplos de una drástica reducción de la dureza en los cristales de rocas y metales, de cómo ellos adquieren la capacidad de transformarse con facilidad en polvo y muchos otros ejemplos del cambio de las pro-

piedades mecánicas de los cuerpos cristalinos, bajo la incidencia de surfactantes.

El lector, incluso no muy propenso a la fantasía, con facilidad se puede imaginar el gran papel que juega el efecto de Rebínder en la naturaleza y en muchos procesos tecnológicos. Ayudaré al lector: en presencia de surfactantes es más fácil maquinar con cuchillas, estampar, perforar rocas y triturar los cristales en polvo...

Cristal de "mosaico"

En este relato persigo el objetivo de narrar sobre cómo en el cristal real se «hospedó» el defecto en forma de interfase entre bloques separados que integran el cristal. El relato conviene comenzarlo desde lejos, a partir de 1913—1914, cuando en muchos laboratorios del mundo los teóricos y experimentadores, inspirados por el descubrimiento entonces reciente sobre la posibilidad de investigar la estructura del cristal mediante rayos X, se ocupaban de estudiar la intensidad de los rayos reflejados en el cristal.

En las primeras etapas de estas investigaciones, al confrontar la teoría y el experimento, surgió una situación compleja. Los teóricos (¡como en propiedad les corresponde!) estructuraron la teoría basada en suposiciones que en mucho simplificaban la tarea. La palabra «mucho» se subraya, puesto que los teóricos supusieron que las ondas secundarias, las cuales al encontrarse bajo la influencia del rayo X incidente emiten átomos, no entran en acción entre sí, ni con el rayo primario. En la realidad, claro está, entran en interacción y, además, de manera notoria, pero los teóricos menospreciaron este hecho. Meditemos: en esencia con esto menospreciaron la circunstancia de que en el cristal los átomos están situados en orden, puesto que pre-

cisamente en relación con ese orden la interacción entre las ondas secundarias puede ser considerable. Prácticamente, en lugar del cristal, ellos examinaron tan sólo el conjunto de átomos independientes. ¡Ocupándose del cristal lo ignoraron! Llamaremos a esta teoría, «teoría № 1».

Después de ésta se estructuró una teoría más exacta que consideraba aquello que menospreció la «teoría № 1». La denominaremos «teoría № 2». Es natural esperar que «la № 2», por ser más precisa, concordará mejor con los resultados de los experimentos, en comparación con la «teoría № 1». Entre tanto, en la verificación resultó que las fórmulas de la «teoría № 1» describen mucho mejor los resultados de las mediciones que las fórmulas de la «teoría № 2». He aquí un ejemplo concreto de lo que se oculta tras la palabra «mejor». Del experimento se desprende que el poder reflector de un cristal de aluminio, para una de sus orientaciones, se caracteriza por la cifra 580. De la «teoría № 1» se obtiene el número 818, mientras que de la «teoría № 2»—19,6.

¿Dónde buscar la salida a esta situación tan extraña, cuando parece que cuanto peor, tanto mejor?! ¡Pues esa salida está obligada a existir! Muy pronto, se encontró. Los experimentadores notaron que los resultados de las mediciones, por lo común, se hallaban entre los resultados predichos por cada una de las teorías. Si se altera un tanto el cristal, deformando o esmerilando su superficie, los resultados se aproximan a los predichos por la «teoría № 1». Las predicciones de la «teoría № 2» el experimento las corrobora raras veces, en casos excepcionales, cuando el experimento se realiza con un cristal de pureza ideónea, prácticamente libre de defectos. Esta prueba del experimento trazó el camino para la solución del problema: los teóricos pronosticaron

que el modelo del cristal ideal, en que se basa la «teoría № 2», es una ficción. El cristal real está compuesto, por lo visto, de pequeñas regiones-bloques. Los bloques se encuentran un poco ladeados, unos respecto a otros y, por consiguiente, separados por interfases. Las ondas secundarias, emitidas por los bloques virados mutuamente, de hecho, no interaccionan entre sí, se encuentran en «desfasaje». Por lo cual, cuanto menor sea el tamaño de los bloques, en tanto mayor grado, desde el punto de vista del rayo *X* primario, el cristal real está privado de la severa periodicidad espacial. Esto era lo que sigilosamente presuponía la imperfecta «teoría № 1». Para concordar la teoría con el experimento, en aquellos tiempos, ya lejanos en el presente, los físicos se vieron ante la necesidad de «instalar» de manera especulativa en el cristal un defecto invisible, a saber, el límite de separación (interfase) de los bloques, para los cuales se fijó el nombre de «bloques de mosaico».

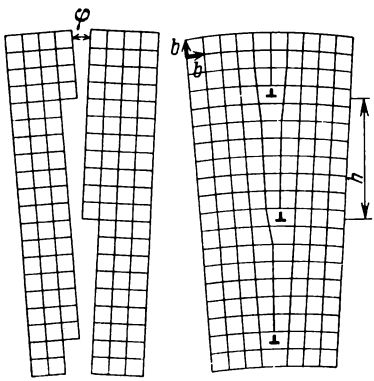
Durante muchos años, los «bloques de mosaico» existieron sin ser vistos, denunciando su presencia, primordialmente, en experimentos sobre la intensidad de los rayos *X* reflejados por la superficie del cristal real. Transcurrido el tiempo, cerca de un cuarto de siglo, se aclaró que las interfases entre los bloques son filas de dislocaciones bien ordenadas. La estructura de estas interfases depende de qué dislocaciones las integran y a qué ángulo, uno respecto al otro, están girados los bloques que las interfases separan.

Como ejemplo de una interfase entre los bloques de mosaico analicemos la más simple, constituida por dislocaciones de borde con los vectores de Burgers orientados en el mismo sentido. Aprovechando el esquema de semejante interfase, es fácil cerciorarse de que el vector de Burgers **b**, la distancia entre dislocaciones h y el

ángulo formado por los bloques limítrofes φ están ligados por la relación

$$\varphi \approx \frac{\mathbf{b}}{h}.$$

Siendo $\varphi \approx 10^{-2^\circ} \approx 10^{-2}/60$ rad, obtendremos $h \approx b/\varphi \approx 2 \cdot 10^4$ cm. ¡Cuando las dislocaciones



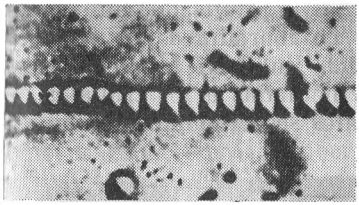
Esquema de conformación de una interfase de dislocaciones.

distan entre sí esta magnitud, pueden detectarse recurriendo al ataque químico ordinario!

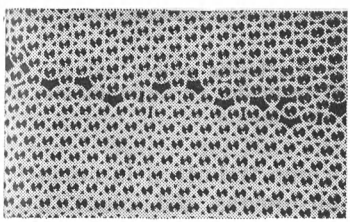
La interfase entre los bloques de mosaico se puede simular empleando el método BNL: es necesario obtener dos pequeños cúmulos de pompas de jabón, situándolos uno no lejos del otro, hacer que sus bordes sean planos y a continuación acercarlos hasta su contacto. Lo hemos hecho. Cambiamos el ángulo de orientación entre los cúmulos y observamos cosas muy interesantes en la estructura de la interfase entre los bloques.

Los bloques de mosaico y sus interfases han sido objeto de investigaciones en multitud de laboratorios del mundo durante más de medio

siglo. Es más: un importante objeto, ya que la estructura de la interfase y las dimensiones del bloque definen muchos aspectos de las propieda-



Interfase de dislocaciones en un monocristal de germanio, detectada recurriendo al ataque químico. Aumento 250.



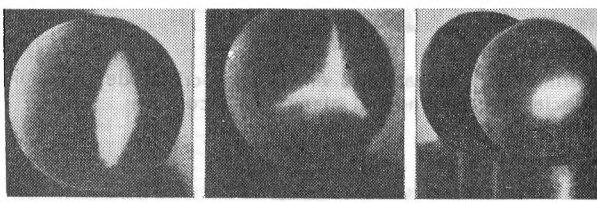
Interfase entre dos bloques (modelo BNL). Aumento 3.

des de los cristales reales. El comienzo de estas investigaciones se remonta a aquellos trabajos sobre los cuales yo inicié el presente relato.

Experimentos del profesor Lukirski

Los citados experimentos se emprendieron en condiciones que no alentaban las investigaciones académicas. En tiempos de guerra, en el año 1944, una gran sala de la Universidad de Kazán, por medio de armarios quedó dividida de manera

convencional en unas cuantas habitaciones pequeñas, en cada una de ellas trabajaba un grupo de físicos del Instituto leningradense de Física Aplicada, que había sido evacuado a la ciudad de Kazán. En una de las improvisadas habitaciones se instalaron los colaboradores del profesor titular Piotr Iványovich Lukirski. Muchas investigaciones estaban vinculadas a los trabajos de la defensa (de los cuales se ocupaban el profesor



Reflejos en la superficie de una bolita pulida del monocristal de NaCl después del recocido, correspondientes a la salida de diferentes ejes de simetría.

y sus colaboradores) y como tributo a la curiosidad natural en las búsquedas del científico, también se realizaban experimentos con monocristales de sal de piedra. Aquellos ensayos se convirtieron en clásicos para la física del cristal, a ellos se referirá nuestro relato.

Tanto por la idea, como por la ejecución, los experimentos, sobre los cuales voy a hablar, son muy similares y tan sólo difieren por la forma de la probeta a estudiar. En uno de los experimentos se sometió al recocido prolongado de alta temperatura un cilindro de monocristal de sal de piedra, minuciosamente pulido. El eje del cilindro se orientó paralelamente a la arista del cubo correspondiente a la configuración natural del cristal. Como resultado del experimento se obtuvo: antes del recocido, el cilindro rodaba sin

ruido por la superficie de un vidrio ligeramente inclinado, mientras que después del recocido la rodadura iba acompañada con un golpeteo uniforme, como si en la superficie del cilindro hubieran aparecido aristas—cuatro aristas— equidistantes una de otra. Estas aristas incluso se pueden ver, examinando el cilindro recocido en luz reflejada.

En otro experimento, a ese mismo recocido se sometía una esfera monocristalina pulida con minuciosidad. El resultado obtenido fue: al examinar la esfera recocida en luz reflejada, en su superficie se podían observar con nitidez imágenes de reflejos de distintas formas, correspondientes a la salida de los ejes de simetría de segundo (¡reflejo elíptico!), tercero (¡reflejo triangular!) y cuarto (¡reflejo cuadrangular!) orden. (En el cristal se llama eje de simetría del k-ésimo orden a cierta recta, cuya particularidad consiste en que al girar el cristal alrededor de ella en un ángulo de $360°/k$, el cristal coincidirá consigo mismo). Antes del recocido la esfera se examinó en detalle, tales reflejos no existían.

El resultado general de los dos experimentos se puede formular así: los cristales salinos que de manera coercitiva recibieron una forma no inherente a ellos, cilíndrica o esférica, tienden a restablecer la forma del cubo, es decir, la de su configuración geométrica natural. Los cristalógrafos dicen «hábito natural». La elevada temperatura en estos experimentos se precisa sólo a fin de comunicar actividad a cierto mecanismo de transferencia de la sustancia en el cristal, necesario para conformar el «hábito natural». Los cristales, evidentemente, preferirán aquel mecanismo que asegure la posibilidad de liberarse cuanto antes de la forma que adquirieron de manera coercitiva. Es como si el cristal vivo no desease ceder sus rasgos primogénitos y lucha por ellos.

La propensión hacia la forma natural viene condicionada por el hecho de que, entre la infinidad de otras formas imaginables, asegura la energía superficial mínima del cristal para el volumen dado. Precisamente por eso es «natural». La tendencia a la configuración geométrica natural se debe a la termodinámica que, con arreglo al problema sobre la forma del cristal, cobra el aspecto de la regla de Curie — Wulff. La primera frase de este párrafo transmite la idea fundamental de dicha regla, sabia y hermosa en su sencillez.

La regla de Curie — Wulff puede parecer contradictoria en relación con otro postulado, no menos sabio, de la geometría, según el cual de todos los cuerpos con volumen dado, la superficie mínima corresponde a la esfera y, por consiguiente, si el monocristal esférico tiende a reducir la energía superficial, al parecer no tendría que cambiar su forma, ya que en este caso su superficie ¡sólo puede aumentar! La superficie en realidad aumentará, ¡la geometría tiene razón! Pero la energía disminuirá puesto que al cambiar de forma desaparecen los sectores de la superficie que poseen gran energía superficial específica, mientras que se desarrollan los sectores de la superficie representados por el «hábito natural», que poseen pequeña energía superficial. ¡Se pierde en superficie, pero se gana en energía!

Los experimentos de Lukirski ilustraron, de manera cualitativa, la tendencia fundamental a que se atienen los cristales, al transformar arbitrariamente su propia superficie, y suscitaron multitud de otros experimentos en los cuales este proceso se estudiada con exactitud cuantitativa. Se organizaron, por ejemplo, los siguientes experimentos. Con esmero se pulió un plano arbitrario de la sección del cristal. Este plano no coincidía con la forma equilibrada del cristal y, por lo tanto, a elevadas temperaturas la lisura de la

superficie cristalina, obtenida por el pulido, debería alterarse de manera que aparezcan las facetas ventajosas del cristal. En dependencia de la orientación del plano arbitrario de la sección del cristal, en el primero aparecerán distintos elementos de la llamada «rugosidad natural».

En la pared de nuestro laboratorio, hace muchos años están colgadas dos fotografías de la superficie de un grano del cristal de cobre. A una de las fotografías la llaman «escalera de la fuente de Peterhof». En ella se ven con nitidez franjas claras y oscuras que se alternan, las cuales en conjunto realmente se asemejan a una escalera por la que corre el agua en torrente continuo. La superficie de este grano de cobre fue minuciosamente pulida, pero después del recocido el grano adquirió rugosidad, convirtiéndose en un conjunto de peldaños, cuyas aristas están orientadas de la misma manera que las aristas en el monocristal de cobre con forma natural. La otra fotografía de la superficie del grano de cobre se llama «poblado de tiendas de campaña». En ella se observa un conjunto de salientes triedros puntiagudos limitados por los mismos planos que el monocristal equilibrado.

¿Por qué el cristal cortado por un plano arbitrario, a semejanza de la esfera en el experimento de Lukirski, no se configura del todo, sino que permite la formación de la «escalera de Peterhof» y el «poblado de tiendas de campaña»? Unicamente porque tanto la «escalera» como el «poblado» son sólo etapas en el camino hacia el equilibrio auténtico, etapas que culminan con más rapidez y menor transferencia de masa, en comparación con el logro de la verdadera forma equilibrada de todo el cristal. También en la superficie de las probetas de Lukirski se podían observar formas intermedias. Sin embargo, gracias a que

a elevada temperatura en los cristales de sal de piedra se efectúa con rapidez la transferencia necesaria de masa, en los experimentos de Lukirski el proceso tendiente a la forma equilibrada llegó hasta tan lejos, que en la esfera pudieron observarse reflejos, y, durante la rodadura del cilindro, oír el golpeteo.

Los experimentos de Lukirski son un ejemplo asombroso de la transformación arbitraria del defecto (¡superficie!) que, como de ordinario, va acompañada por la liberación de energía. ¡Por eso es arbitraria!

El problema de la forma de la superficie que limita el cristal (a ese problema precisamente se dedicaron los experimentos de Lukirski) atraía y atrae la atención de muchos científicos de renombre, entre ellos experimentadores y teóricos. Se ocuparon de él el americano C. Herring y los relevantes físicos teóricos soviéticos Ya. I. Frenkel, I. M. Lifshitz. A este mismo problema L. D. Landau dedicó un artículo especial publicado, con palabras de agradecimiento en honor de A. F. Ioffe, en el compendio que se editó con motivo de su septuagenario.

El modelo: estela lunar

En este relato trataremos de la estela lunar, ese mismo reflejo que todos hemos contemplado sobre la superficie del agua, utilizándola tan sólo como modelo cómodo. Aunque yo tengo la intención de hablar sobre la estructura de la superficie del cristal, de cómo ella difunde la luz, conformando la senda luminosa, similar a aquella que vemos en la superficie del oleaje del agua en una noche de luna.

Comencemos por hablar sobre la estela lunar auténtica que aparece en la superficie del agua. Recuerden, si la superficie del agua está casi

tranquila, la estela tiene el aspecto de una clara franja delineada. Pero si la superficie del agua está agitada y surgen en ella olas y «borregos», la estela lunar se ensancha: en su centro puede seguir como antes, continua y lo suficiente clara, mientras que a medida en que se aleja hacia sus extremos se convierte en un conjunto de reflejos destelleantes que se observan tanto más distantes de la línea axial estelar, cuanto más activamente se agite la superficie del agua. Siendo fuerte el oleaje, la estela lunar prácticamente desaparece, convirtiéndose en un conjunto de reflejos destelleantes, dispersados en desorden sobre la superficie del agua.

Todo lo que ocurre con la estela lunar se explica con naturalidad mediante la ley física que incluso los escolares remolones recuerdan con facilidad, porque su enunciado se formula de manera legible: ¡los ángulos de incidencia y de reflexión son iguales! Se trata de la luz que incide sobre una superficie reflectante. Nuestra vista percibe los rayos reflejados de aquellos sectores de la superficie del agua que se encuentran en la posición que satisfaga la ley enunciada. Por cuya razón, en la superficie del agua agitada, cierta parte de la superficie de alguna ola podemos verla gracias al reflejo destelleante.

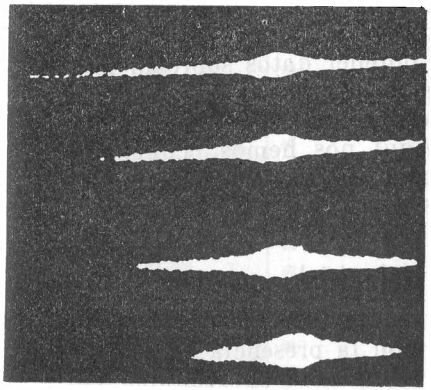
Estudiando las regularidades de la reflexión de la luz y de las ondas radioeléctricas por la superficie del agua, los físicos-ópticos y radiofísicos resolvían, según decían, el problema «directo»: ¿cuál es la anchura de la zona reflectante (o sea, de la «estela lunar») en la superficie del agua para la ondulación dada de la superficie? Resolvían también el problema «inverso»: ¿cómo conociendo la distribución de la intensidad de la luz en la «estela lunar», determinar el relieve de la superficie ondulada?

Aquí quizá, dejando de lado el agua agitada,

ya conviene regresar a la superficie del cristal. Sustituyamos la palabra «ondulación» por la palabra «rugosidad». Pues bien, en la superficie del cristal puede haber rugosidad de dos diferentes tipos. El primer tipo es la llamada rugosidad «natural». En aquellas superficies que limitan el cristal, no puede aparecer la rugosidad natural. Pueda ser que resulte adecuado decirlo así: en los planos naturales no cabe lugar para la rugosidad natural, puesto que cualquier desviación respecto al plano que limita de manera natural el cristal, estará vinculada con el aumento de la energía; sabemos que esos planos son precisamente naturales porque su presencia condiciona el valor mínimo de la energía superficial del cristal. Sin embargo, si en el cristal en forma artificial se destaca un plano «innatural», orientado arbitrariamente, el cristal considerará conveniente crear en él la rugosidad en forma de peldaños que configurarán sectores de la superficie con pequeños valores de la energía superficial. Esto ya lo conocemos puesto que figurada en el relato sobre los experimentos de Lukirski. Este proceso, al igual que cualquier otro que va acompañado de la disminución de energía, puede transcurrir arbitrariamente en el caso, claro está, de que el cristal se encuentre en condiciones cuando dicho proceso puede en general tener lugar. ¡Tanto en la superficie del cristal, como en su volumen, se saca provecho del desorden!

El otro tipo de rugosidad, la denominaremos «innatural», puede crearse en cualquier superficie del cristal, incluida la natural. Para lo cual basta con esmerilar toscamente esa superficie, o maquinarla con una cuchilla, o bien hacer sobre ella gran cantidad de raspaduras, es decir, crear un simulacro de la superficie agitada del agua. Semejante rugosidad es contraindicada para el cristal que, en condiciones favorables, procurará

eludirla. Digamos, por ejemplo, a elevada temperatura, en que los átomos son móviles de modo difusivo, la superficie del cristal revivirá: la rugosidad innatural desaparacerá, cediendo su lugar a la natural. Tranquilos resultarán sólo los planos lisos naturales que limitan el cristal, en



"Estela lunar" en la superficie rugosa de un monocristal que, a medida de que la superficie se vuelve más lisa, se estrecha.

caso de que de antemano no hayan sido raspados. En semejantes superficies la «estela lunar» tiene que ser muy estrecha y no variar en tiempo. Esa estela se puede observar cuando el tiempo atmosférico, según la expresión de los marineros, «está en calma».

La aparición de la rugosidad «natural» y la desaparición de la «innatural» puede transcurrir a consecuencia de la difusión de la sustancia a lo largo de la superficie. En este proceso los flujos dirigidos de átomos surgen debido a que cada siguiente forma del perfil de la superficie posee **menor energía que la anterior.**

Así pues, la superficie del cristal vivo — vive. Su rugosidad puede incrementarse, puede alisarse a semejanza de la superficie ondulada del agua y, como en ella, en la superficie del cristal se puede observar algo similar a la «estela lunar». En los laboratorios, para el caso dado, en calidad de luna se usa el láser. Los físicos, al estudiar el cambio de la «estela lunar», creada por la superficie del cristal en el proceso de su recocido, aprendieron a obtener datos sobre la migración difusiva de los átomos por la superficie. Si bien es verdad que este es un tema para otra conversación aparte. Aquí nos hemos ocupado de una hermosa analogía entre la superficie del agua agitada y la superficie del cristal vivo.

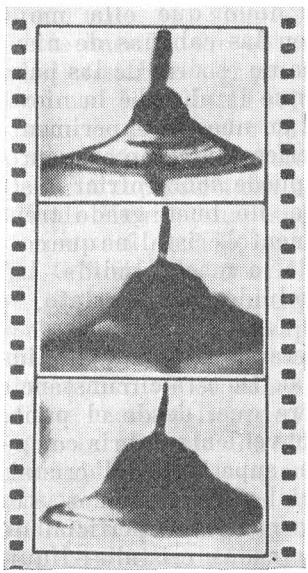
Empañamiento del cristal

El cristal en su tendencia a disminuir la energía, vinculada con la presencia de la superficie, no menosprecia una sola oportunidad entre las muchas que se le presentan. Si en la atmósfera circundante hay átomos que, al precipitarse sobre la superficie del cristal, disminuyen su tensión superficial, éste retendrá exactamente tanta cantidad de átomos de la especie dada, que de manera casual chocaron con su superficie, como sea necesaria para que la reducción de la energía superficial sea la máxima. Si semejantes átomos se encuentran en calidad de impurezas en el volumen del cristal, éste en la cantidad necesaria los desprenderá hacia la superficie. De buen grado se cubrirá con una fina capa de líquido si este procedimiento coadyuva a lograr el objetivo: disminuir la energía de la superficie.

En este relato se hablará sobre una posibilidad, no muy conocida, para conseguir este objetivo. Los propios cristales, se sobreentiende, la conocían al detalle desde siempre, pero las gentes

se ocuparon menos de ella en comparación con otras posibilidades y sólo en los últimos años se dedicaron a estudiarla con más atención.

Se trata de lo siguiente. El cristal, en su tendencia a disminuir la energía de su superficie, puede «empañarse», cubriéndose con una fina



Sucesión de fotogramas que ilustran cómo el mentol líquido fundido trepa cubriendo una aguja cristalina de mentol. Aumento 2.

película de su propio líquido: el cristal de cobre, con cobre líquido; el cristal de mentol, con mentol líquido. Esto tiene lugar tan sólo a elevada temperatura, pero ocurre y el objetivo se logra.

Comenzaré la narración apartándome un tanto del tema. Como se sabe, por lo general, la masa fundida moja bien el cristal de esa misma sustan-

cia. En el manual clásico de física teórica debido a la pluma de L. D. Landau y E. M. Lifshitz, sobre este fenómeno se dice así: «de ordinario moja». ¡Sin entrar en pormenores, consideraremos que moja! Por esta razón, la nieve que yace a orillas del río se empapa, puesto que el agua es absorbida por la nieve porosa, constituida por minúsculos trocitos de hielo que ella moja. Por esta misma causa, en las cabañas de nieve (llamadas «Iglú»), el agua no escurre de las paredes y del techo, puesto que la absorbe la nieve. Y por esta misma razón, en nuestro experimento se podía observar a la perfección cómo el mentol fundido líquido, que se puede sobreenfriar hasta la temperatura ambiente, de buen grado trepa cubriendo una aguja de mentol cristalino que contacta con la superficie de la masa fundida. Los fotogramas sucesivos, incluidos en el relato, lo ilustran con nitidez.

Por lo tanto, consideraremos que el líquido moja bien su propio cristal. De esta circunstancia con naturalidad se infiere que, desde el punto de vista energético, es conveniente cubrir con su propia masa fundida la superficie del cristal, que la energía superficial del mismo α_{cr} es mayor comparada con la energía superficial de las dos nuevas interfases creadas: cristal — líquido α_{cr-l} y líquido — vapor α_{l-v}. Es evidente que si un centímetro cuadrado de la superficie del cristal se cubre con la película de la masa fundida, la energía superficial, vinculada con el cristal, disminuirá, es decir, se liberará la energía

$$\Delta\alpha = \alpha_{cr} - (\alpha_{cr-l} + \alpha_{l-v}) > 0.$$

Parecería que, «conociendo» esta posibilidad de disminuir la energía superficial, los cristales de manera automática deberían convertirse en mojados, «empañarse», por lo que nosotros tendríamos que vivir en el mundo de los cristales

mojados. Sin embargo, su empañamiento se logra tan sólo a temperaturas muy próximas a la de fusión del cristal.

No intentaremos calcular la temperatura bajo la cual el cristal se «empaña», se cubre con una película de líquido, por lo cual con pleno fundamento se puede afirmar que está mojado. El cálculo no es tan simple, además, no hay necesidad de hacerlo. No obstante, comprender el por qué el cristal no siempre está mojado, sino que se cubre con la película sólo siendo la temperatura elevada y próxima a la de fusión, esto sí que es necesario e intentaremos hacerlo.

En la superficie del cristal aparece su propia película líquida, hablando en lenguaje de oficina, por así decirlo, en calidad de preparativo para la fusión del cristal. Cuando la temperatura del cristal es notoriamente más baja que la de su fusión, la presión del vapor que se encuentra por encima de él (P) es bastante más baja que la presión del vapor sobre la masa fundida (P_l). En este caso, en la superficie del cristal no puede surgir la película líquida, pero si surgiera se vería obligada a evaporarse de inmediato. En estas condiciones, en la superficie del cristal pueden existir átomos unitarios de la sustancia del cristal adsorbidos que van a parar al vapor y regresan de éste. A medida de elevar la temperatura, cuando P se aproxima a P_l, la concentración de estos átomos adsorbidos, en movimiento desordenado por la superficie, aumenta formando una capa de líquido, una película líquida, en las cercanías de la temperatura de fusión. ¿A cuántos grados por debajo de la temperatura de fusión aparecerá? Esto dependerá mucho tanto del carácter, como de la magnitud de las fuerzas de enlace entre los átomos en el cristal. Poco más o menos, a una centésima o milésima de grado por debajo de aquella temperatura de fusión del

cristal que viene aducida en las guías. Si el asunto es así, tal como lo supusimos al comienzo, a saber: si el líquido moja su propio cristal, entonces la película líquida surgida, al seguir caldeando el cristal (en 10^{-2} ó 10^{-3} °C) engrosará, atravesará todo el cristal y ¡éste se fundirá!

De nuestros razonamientos, de modo natural, se desprenden dos corolarios intervinculados. El primero: el cristal no se puede recalentar, puesto que a temperaturas más bajas que la de fusión, en su superficie aparece el líquido. El segundo: la fusión del cristal puede representarse como la consecuencia del engrosamiento de la película líquida que surgió en su superficie. Tal es la naturaleza de las cosas. La masa fundida se puede sobreenfriar, puesto que antes de que comience a cristalizarse en ella tiene que formarse un germen vital, pero este proceso necesita cierto gasto de energía. Mientras que recalentar el cristal no se puede, ya que antes de que alcance la temperatura de fusión en su superficie surge el germen de la fase líquida en forma de una película, cuya aparición va acompañada no por la absorción de energía, sino por su liberación.

Aquí cabe relatar sobre un experimento de aquellos que para organizarlos no basta con disponer, incluso de los mejores aparatos, se requieren además la inventiva e ingeniosidad del experimentador. Este experimento, en el cual se estudiaba la fusión de barras de estaño, se realizó, durante los años de preguerra, por los físicos soviéticos S. E. Jaikin y N. P. Bene. Los autores del experimento decidieron comprobar ¿acaso es tan rotunda la prohibición, dictada por la termodinámica, sobre el recalentamiento del cristal? ¿Quizá, sin alterar sus leyes rigurosas «carentes de modelo», aun con todo se puede recalentar el cristal? Ellos razonaron de la siguiente manera. Si recalentar el cristal está prohibido a causa de

que en su superficie aparecen películas líquidas, entonces puede que sea posible recalentarlo si se logra de alguna manera impedir dicha aparición. Fue esto último lo que ellos de manera experimental lograron. A través de una barra de estaño monocristálica dejaron circular una corriente de varios centenares de amperios y, al mismo tiempo, en paralelo al eje de la barra, la soplaron con un potente chorro de aire que disipaba el calor de la superficie, consiguiendo que ésta estuviera menos calentada que el volumen de la barra. En la superficie refrigerada de la barra no se formaban películas líquidas, mientras que el volumen, conservando su carácter cristalino, se calentaba en 1 ... 1,5 °C, por encima de la temperatura de fusión del estaño, es decir, se recalentaba.

En esto, por lo visto, puede ponerse punto final al relato sobre las películas líquidas en la superficie del cristal, sobre su empañamiento.

Sobre las burbujas gaseosas en el cristal

Los cristalofísicos suelen bromear macabros en torno a que los defectos en los cristales aparecen tan sólo en dos casos: cuando el experimentador, que fabrica cristales artificiales, lo desea y cuando no lo desea.

Me referiré a la aparición de burbujas gaseosas en los cristales en el proceso de crear cristales artificiales. Este proceso corresponde al segundo caso, en tanto que las burbujas surgen incluso cuando el experimentador quisiera evitar su aparición.

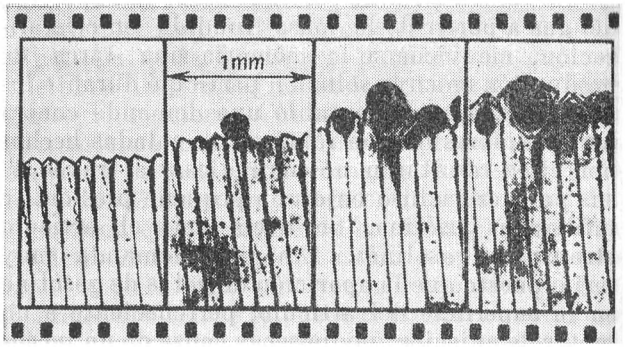
Antes de comenzar el relato sobre las burbujas gaseosas, cabe destacar que la solubilidad del gas en la fase sólida, por lo general, es menor que en la líquida. Sin olvidar esto, procuremos

imaginarnos lo que tiene que ocurrir en el frente de cristalización entre el cristal en crecimiento y aquella masa fundida a partir de la cual el cristal se desarrolla. Al parecer, tiene que registrarse lo siguiente. Cuando la masa fundida se convierte en cristal, deberá desprenderse cierta cantidad de gas, proporcional a la diferencia de las solubilidades en las fases líquida y sólida. A medida que el frente de cristalización avanza en dirección del líquido, en las proximidades de aquél se acumulará cada vez más cantidad de gas. Sobre lo que ocurre se puede decir así: en el frente de cristalización en movimiento, es como si actuara una fuente de gas. La lógica nos sugiere que si obra una fuente deberá existir también un sumidero, porque en el caso contrario, la fuente «inundará todo con gas».

Un sumidero es del todo evidente. Lo constituye el cristal en desarrollo que átomo por átomo puede capturar el gas, acumulado ante el frente en movimiento de cristalización. En el cristal conformado, la concentración del gas disuelto en él resultará elevada. Existe, además, el segundo sumidero. Es el líquido no cristalizado hacia el cual difunde el gas, acumulado en el frente. La acción de este sumidero puede ser muy efectiva. Si el frente de cristalización avanza con lentitud (lo que significa que la potencia de la fuente es pequeña), mientras que la movilidad de los átomos de gas en la masa fundida es elevada, en el frente el gas se acumulará muy despacio y no tendrán tiempo a surgir elevadas sobresaturaciones para el instante en que todo el líquido se cristalice por completo. El proceso de cristalización culminará expulsando gran parte del gas sobrante desde la probeta hacia el exterior. Si el experimentador logra crear semejantes condiciones, obtendrá un cristal exento de burbujas gaseosas.

En relación con lo relatado sobre la expulsión del gas a partir de la masa fundida en cristalización, me viene a la memoria una tarea de producción en cuya solución participé durante los años de guerra. Se entabló una demanda contra los fundidores de una fábrica: las coladas hechas por ellos resultaron no herméticas, a través de sus paredes incluso bajo una pequeña presión, se infiltraba gasolina. Se decía así: el artículo «transpira gasolina». Era una demanda muy seria, puesto que la aparición de gotas de gasolina en la superficie del artículo, perteneciente a un motor de aviación, podía ser la causa de un incendio. La pieza moldeada estaba penetrada por poros y canales gaseosos, a través de los cuales se infiltraba la gasolina.

Omitiré el relato sobre los «sufrimientos en la creación» en el camino hacia la solución del problema. La mencionada solución llegó de manera inesperada y muy pronto parecía cosa de por sí sobreentendida. Los fundidores obraron del siguiente modo. Después de preparar la aleación de aluminio en un crisol hondo del horno eléctrico, éste se desconectaba y durante un prolongado tiempo en el crisol el metal enfriándose se cristalizaba con lentitud. En este proceso, a partir del metal se «exprimía» el gas, no todo pero se «exprimía». Cómo eso podía transcurrir ahora ya lo comprendemos. Acto seguido, sobre la superficie del metal solidificado en el crisol, se espolvoreaba una capa de sales fácilmente fusibles que, al fundirse, aislaban el metal del aire. El horno eléctrico se conectaba de nuevo, bajo la capa protectora, el metal aislado del aire se fundía y luego se colaba en los moldes con rapidez. En el crisol, bajo la capa protectora, el metal no absorbía en absoluto el gas y en el proceso de la rápida colada no le daba tiempo a hacerlo. Las piezas moldeadas resultaron herméticas, el artículo dejó



Sucesión de fotogramas que muestran la formación de burbujas gaseosas ante el frente de cristalización de la naftalina. Aumento 30.

de «transpirar gasolina», los fundidores resolvieron su problema de producción.

Retornemos, sin embargo, al frente de cristalización en movimiento. Puede resultar que el movimiento difusivo de los átomos, alejándose del frente, transcurra con tanta lentitud que la acumulación del gas tenga lugar de manera activa y llegue el instante en que surja la necesidad de otro sumidero del gas más potente. En ese instante, en las proximidades del frente en movimiento, el líquido sobresaturado de gas como si rompiera a «hervir», en él empezarán a aparecer gérmenes de burbujas gaseosas, hacia las cuales comenzarán a fluir los átomos de gas. Como regla, todas las burbujas gaseosas que surgen ante el frente de cristalización en movimiento, tienen un mismo destino: son capturadas por este frente y de su estado líquido pasan a la fase sólida.

En nuestro relato, sin embargo, cabe prestar atención en un importante detalle del proceso de captura. Cuando la burbuja aún no ha sido absorbida por completo por el cristal y sigue

estando en contacto con el líquido, continúa siendo lugar hacia donde con preferencia fluyen los átomos sobrantes de gas. Por cuya razón, la burbuja se alarga. Da la impresión de que el frente en movimiento estira la burbuja absorbida como si fuera una goma, pero en la realidad, absorbiendo gas, la burbuja crece.

Los procesos de «ebullición» del líquido en las inmediaciones del frente y de captura de las burbujas que se formaron, se pueden observar muy bien durante la cristalización de la naftalina. En un fino preparado se cristalizaba una capa de naftalina fundida, registrando todo lo que ocurría con una cámara de cine. En los fotogramas se ve que la ebullición tiene lugar no de inmediato, sino sólo después de que la sobresaturación del gas alcance cierto límite y las burbujas gaseosas comiencen a capturarse por el cristal, estirándose a continuación y convirtiéndose en cavidades gaseosas alargadas. La naftalina, es tan sólo exotismo, simplemente es un cómodo «modelo» de cristal. Lo mismo que en la naftalina, las burbujas gaseosas se «hospedan» digamos también en el hielo, el cual por lo común es muy poroso y en manera alguna constituye un cristal exótico; pues, como se sabe, cubre una parte considerable de la superficie de nuestro planeta.

El lector, por lo visto, espera la moraleja, quiere sacar provecho del relato sobre las burbujas gaseosas. Con gusto la expongo. Se puede luchar con sensatez contra la aparición de burbujas gaseosas. Para lo cual, la cristalización deberá llevarse a cabo con lentitud, mientras que el gas desde el frente se succionará con rapidez. Si a la difusión no le da tiempo de hacerlo se le puede ayudar, agitando la masa fundida situada ante el frente de cristalización, con el fin de que el gas sobrante acumulado en la fina capa

delante del frente se distribuya en mayor volumen de la masa fundida. Esta posibilidad se emplea con profusión.

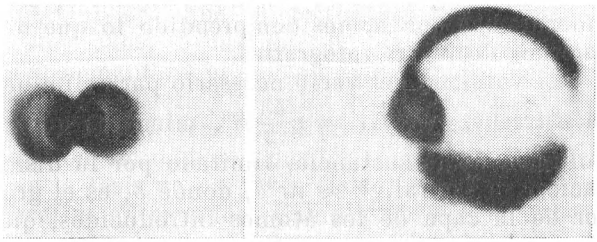
Otra conclusión más, evidente y muy importante. La clara comprensión de la física del proceso es el camino seguro para solucionar problemas de vital importancia en la producción. Siempre pienso en ello, recordando el éxito de los fundidores en los años de guerra que para mi tiene gran valor.

Dos fotografías

Las dos fotografías, situadas una al lado de la otra, en las cuales viene representado un mismo lugar en el cristal en el aspecto que tenía antes y después del acontecimiento estudiado, ante mis ojos cobran fuerza demostrativa incrementada por el hecho de su vecindad. Surge la ilusión de que presencié el acontecimiento que tuvo lugar entre los dos instantes impresos en las fotografías.

Las fotografías sobre las cuales quiero hablar se obtuvieron con ayuda de un microscopio electrónico en el Instituto de Cristalografía, adjunto a la Academia de Ciencias de la URSS, al estudiar la suerte de una inclusión extraña (impureza de inserción) en un monocristal de germanio.

Examinemos las fotografías con atención. La primera de ellas muestra que hasta cierto instante alrededor de la inclusión extraña, que se siente estrecha en el monocristal, existía una zona bastante tensa. Esto lo atestiguan los campos oscuros en torno a la impureza. Los campos se ven con claridad y la presencia de tensiones no suscita dudas. La segunda enseña que después de cierto instante, en el cristal ocurrió algo: la inclusión ya no se siente tan estrecha, las tensiones desaparecieron, el campo junto a la impureza se



La desaparición de las tensiones alrededor de una inclusión va acompañada por el engendramiento de una dislocación en espiral. Aumento 50 000.

aclaró. Sin embargo, al mismo tiempo, al lado de la inclusión apareció una dislocación en espiral, que se ve con precisión.

Como es natural, surge el interrogante: ¿por qué el surgimiento de la dislocación en espiral condujo a la desaparición de la estrechez? No es difícil contestar a esta pregunta: eliminar la estrechez significa aumentar un poco el volumen de la cavidad en la cual está situada la inclusión. Esto se puede conseguir alejando de la interfase inclusión — cristal, parte de los átomos pertenecientes al cristal. De estos átomos se formó la capa de átomos de germanio introducida entre los planos en el retículo de dicho elemento. La dislocación en espiral limita esa capa.

Si comprendemos correctamente el acontecimiento acaecido, entonces entre el radio de la inclusión R, el «grado de estrechez», el cual resulta cómodo caracterizar mediante la relación que se obtiene al dividir el incremento del volumen de la cavidad, necesario para eliminar la estrechez, por el volumen total, $\varepsilon = \Delta V/V$, y el radio de la dislocación en espiral r, deberá existir un enlace cuantitativo. Hallemos ese enlace, confrontando la fórmula aducida con las fotografías

y si esa comparación resulta satisfactoria, consideraremos que hemos comprendido lo que nos querían decir las fotografías.

El volumen del vacío necesario para eliminar la estrechez es $\Delta V = \varepsilon \frac{4\pi}{3} R^3$, mientras que el volumen de la sustancia, limitado por la dislocación en espiral, $V \approx \pi r^2 b$, donde b, es el grosor de la capa de los átomos introducidos, que tiene el mismo valor del vector de Burgers. Igualando estos dos volúmenes obtendremos que

$$r \approx \left(\frac{R^3}{b}\varepsilon\right)^{1/2}.$$

De muchos experimentos, realizados de manera independiente, se sabe que en las probetas con las que se hacían los ensayos en el Instituto de Cristalografía, $\varepsilon \approx 10^{-1}$. Las fotografías corroboran que $R \approx 10^{-6}$ cm y $r \approx 5 \cdot 10^{-6}$ cm. Es fácil cerciorarse de que, siendo $b \approx 3 \cdot 10^{-8}$ cm, las magnitudes aducidas satisfacen la fórmula.

En resumen, las fotografías nos dijeron que alrededor de la inclusión en el cristal de germanio surgieron tensiones, condicionadas por la estrechez y que junto con ella, las anteriores desaparecieron merced al engendramiento de una dislocación en espiral, situada un poco ladeada respecto a la inclusión. Aquí sería necesario convencerse de que la energía vinculada con la dislocación en espiral, es menor que la energía de las tensiones elásticas condicionadas por la estrechez. Se puede estar seguro de que la cosa es así. El cristal por propia iniciativa no hará nada que le perjudique, no aumentará arbitrariamente la energía elástica concentrada en él. No es casual que prefiriese la dislocación en espiral a las tensiones en torno a una inclusión macroscópica.

Quisiera que el lector, al contemplar las fotografías, a las que he dedicado el relato, experimentara el mismo sentimiento de alegría ante su belleza y carácter demostrativo que sentí yo en cierta ocasión, al prepararme para intervenir en calidad de opositor oficial en la defensa de la tesis de un joven físico, autor de las fotografías en cuestión. Cumpliendo con el deber de opositor, le hice algunos reproches, sin embargo, por las fotografías mereció mis elogios, sinceros y de buen grado.

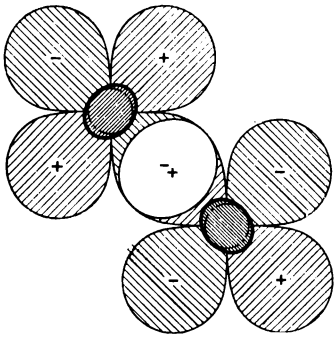
Hileras de segregaciones en el cristal

Si las circunstancias toman el cariz de que el cristal se vea obligado a hospedar segregaciones extrañas, se preocupará de que las incomodidades causadas por las mismas sean las mínimas. En cierta medida se reacomodará, obligará otro tanto a que la segregación se adapte a él y el objetivo se conseguirá. Hablando de las incomodidades, deberán tenerse en cuenta de manera primordial, las tensiones que surgen en el cristal en torno a la segregación ajena. Por cierto, una de esas manifestaciones de la actividad vital del cristal fue objeto del relato anterior: para librarse de las tensiones, el cristal engendra la dislocación.

En este relato trataremos sobre el procedimiento mediante el cual las tensiones, alrededor de las segregaciones (aquí cumplen el papel de inclusiones), en el cristal pueden reducirse e, incluso, en algunos casos prácticamente anularse.

Imaginémonos la situación más simple. Sea que al enfriar el cristal, en su volumen tienen que formarse segregaciones compuestas por átomos disueltos en el cristal. Al igual que ocurre cuando al enfriar agua salina se sedimentan cristalitos de sal. Las segregaciones que se forman, por lo general, no están obligados a adquirir la forma

esférica. Se podría suponer que su forma quedará definida por la energía superficial en la interfase entre la segregación y el cristal-matriz donde se ubica dicha segregación. Esta energía es muy pequeña e influye poco sobre la forma de la segregación. Primordialmente, la forma viene definida por las tensiones que surgen tanto en la segregación, como en la matriz. Es natural presuponer que



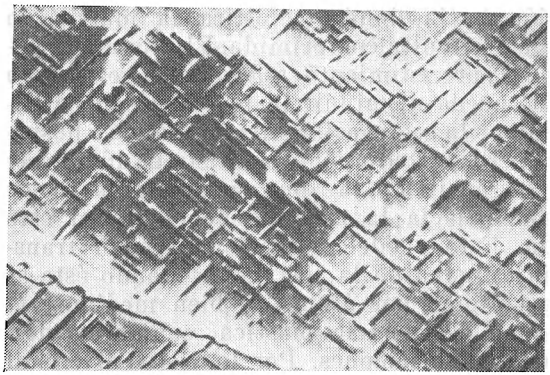
Esquema que muestra el debilitamiento mutuo de las tensiones alrededor de dos segregaciones situadas una al lado de la otra.

la forma diferirá de la esférica. La forma a que nos referimos puede estar condicionada por multitud de causas. No nos detendremos a analizarlas en detalle aunque sólo sea por el hecho de que la forma esférica es una forma particular, elegida entre todas las demás no esféricas, por lo cual exigiría explicación especial ésta y no todas las demás formas restantes.

Supongamos que cierta zona esférica en el cristal se convierte en una segregación de forma alargada con el mismo volumen. En aquella dirección en que la segregación, ligada estrechamente con la matriz, está comprimida, esta última soporta tensiones de tracción, mientras que en la

dirección hacia donde se estira la matriz, la segregación resulta comprimida. El cristal dispone de un procedimiento seguro que, en cierta medida, puede disminuir la incomodidad condicionada por la segregación alargada que se hospedó en él. El procedimiento consiste en que parte de la sustancia de la zona comprimida puede trasladarse hacia la zona donde el cristal está estirado. Esto puede realizarse ya sea por transferencia difusiva de la sustancia, cuando ésta se desplaza átomo por átomo, o bien mediante el mecanismo de fluencia plástica, cuando se desplazan las dislocaciones. Por lo visto, el cristal aprovechará uno de estos dos procedimientos. Sin embargo, a su disposición se encuentra un tercer procedimiento más natural que no exige transporte de la sustancia. El hecho consiste en que de la solución sobresaturada se precipitan no una, sino multitud de segregaciones semejantes. Estas deberán aparecer tanto a lo lejos, como en las inmediaciones de la primera inclusión que analizamos. El cristal puede liberarse, de manera parcial, de las tensiones vinculadas con la segregación, si obliga a la siguiente segregación a ubicarse de modo que las tensiones, alrededor de las vecinas, se compensen mutuamente. Aunque sea de manera parcial. Para esto, las inclusiones vecinas pueden disponerse, por ejemplo, del modo mostrado en la figura. Siguiendo nuestros razonamientos llegaremos a la conclusión que el cristal situará en orden las segregaciones macroscópicas que hospeda.

Todo aquello a lo que nos hemos referido hasta el momento, los teóricos lo imaginaron y lo predijeron. Sus recomendaciones hechas a los experimentadores eran persistentes: ¡tiene que haber disposición ordenada de las inclusiones! En caso de que en el experimento — decían — nuestras predicciones no se corroboren, tanto



Hileras ordenadas que se forman al segregarse $BaCl_2$ en KCl. Aumento 1300.

peor para ustedes y para el experimento. Quiere decir que el experimento se ha organizado de tal forma y con cristales tales donde las condiciones necesarias para que se formen hileras de segregaciones, no se presentan con nitidez. ¡Busquen otros cristales y otras condiciones para el experimento!

Los experimentadores emprendieron la búsqueda que fue coronada con el éxito. Al comienzo encontraron sólo unos cuantos cristales, pero después multitud de ellos. Yo trataré sobre uno de estos hallazgos.

Se experimentaba con cristales de silvina (KCl), en los cuales a elevada temperatura se disolvía bario. Durante el enfriamiento, a partir de la solución, se precipitaban segregaciones de cloruro de bario $BaCl_2$. Estas segregaciones que tienen forma de láminas finas, se disponían en estricto orden, conformando hileras de correcta orientación, integradas por multitud de segregaciones orientadas con regularidad.

El fenómeno, a que dedicamos nuestro relato, se estudia con tesón. Los cristalofísicos abrigan las esperanzas de que sirviéndose de este fenómeno, controlando la orientación de las «hileras» y la densidad de las segregaciones sedimentadas en ellas, puede ser que se logre crear cristales con propiedades físicas poco comunes. ¡Puede ser! Estas esperanzas son fundamento más que suficiente para que experimentadores y teóricos apliquen esfuerzos mancomunados.

El cristal irradiado por un haz de láser

En el presente relato nos ocuparemos de cómo, mediante la irradiación de un flujo luminoso, en el cristal se acomodan de manera forzosa los defectos.

Nos referiremos a un cristal con inclusiones macroscópicas, las cuales fueron a parar a él de manera casual o introducidas con premeditación. No se trata de un objeto del todo exótico, puesto que de cristales con inclusiones están llenas las entrañas de la Tierra. Quizá sea mayor exotismo un cristal sin inclusiones, sobre todo si se tienen en cuenta los cristales naturales y no los creados artificialmente, observando multitud de precauciones. Vamos a suponer que el cristal es transparente para el haz de láser y éste, al propagarse por el cristal, puede alcanzar la inclusión sin debilitarse por el camino.

Ahora ya podemos hablar algo sobre cómo las inclusiones en el cristal pueden incidir en su «resistencia óptica», es decir, en la intensidad mínima del haz de láser que resulte suficiente para que, al absorber la energía del haz, el cristal se destruya.

Dos breves relatos sobre dos mecanismos de esta influencia.

Comencemos por el mecanismo más sencillo. Considerándolo el primero. Imaginemos que en un cristal ópticamente transparente, existe una inclusión que absorbe por entero la luz, por ejemplo, una bolita metálica en un monocristal de sal de piedra. Supongamos que el cristal se ilumina por impulsos con un haz luminoso de intensidad I_0, durante el tiempo τ. Este último se mide en segundos, mientras que la intensidad, en erg/(mm^2·s). La bolita, cuyo radio es R, durante la llamarada absorberá al energía

$$W = \pi R^2 I_0 \tau.$$

Esta energía puede resultar bastante notoria. Habiéndola absorbido, la bolita puede no sólo caldearse considerablemente, sino fundirse e incluso romper a hervir. Si la masa de la bolita es $m = \frac{4}{3}\pi R^3 d$ (d es la densidad), siendo su capacidad calorífica C, entonces se calentará en $\Delta T = W/Cm \approx I_0\tau/RCd$.

Una curiosa regularidad predice la fórmula, en cuyo denominador figura el radio de la bolita: cuanto menor sea la bolita, tanto más elevada será la temperatura a que se calienta, tanto antes se fundirá y comenzará a hervir, tanto más peligrosa será para el cristal. ¡La bolita pequeña es más peligrosa que la grande! Utilicemos la fórmula y comprobaremos que, incluso bajo la incidencia de un impulso de un láser poco potente [$I_0 \approx \approx 4 \cdot 10^{10}$ erg/(mm^2·s), $\tau \approx 10^{-3}$ s], la bolita de cobre con radio $R \approx 10^{-4}$ cm [$d = 8{,}9$ g/cm^3 y $C = 4 \cdot 10^2$ erg/(g·°C)], se caldeará hasta la temperatura $T \approx 10^6$ °C. Resulta que romperá a hervir, convirtiéndose en vapor, bajo la presión que puede alcanzar decenas de miles de atmósferas, o sea, una magnitud del todo suficiente para destruir el cristal junto a la bolita. Sea dicho de paso, para destruir el cristal, o deformarlo noto-

riamente, basta con calentarlo decenas de veces menos. La bolita de cobre, en este caso, ni siquiera se fundirá, simplemente su radio aumentará a consecuencia de la dilatación térmica. Como lo muestra el cálculo, en el cristal-matriz, cerca de la bolita, esto suscitará tensiones $\sigma \approx \approx 10^{11}$ dyn/cm^2, lo que es más que suficiente para que, en el cristal, alrededor de la bolita, aparezcan tensiones considerables y focos de destrucción.

Pasemos al segundo mecanismo. Como en el primero, en éste el papel rector pertenece a la inclusión presente que absorbe la luz. Ella se calienta, creando en torno así un campo de tensiones, cuya magnitud decrece en forma gradual a medida de que la fuente de tensiones se aleje de la inclusión. En un cristal heterogéneo y no tenso, los rayos de luz se propagan de modo rectilíneo. ¡Esto es un axioma! Pero cuando van a parar a la zona donde, de un punto a otro, las tensiones varían en magnitud, los rayos se encorvan. En el campo simétrico de tensiones, engendrado en torno a la bolita, los rayos que la contornean, después de encorvarse, pueden cruzarse tras ella. Aquí entra en acción la amplificación de la intensidad por cuenta del hecho consistente en que los rayos, creados por una fuente común (láser), se cruzan.

La zona tensada alrededor de la bolita juega un papel similar al que cumple una lente enfocadora que reúne los rayos en el foco. Siendo incluso pequeña la intensidad de la luz que incide sobre la lente, la intensidad en el foco puede ser enorme. Digamos así: peligrosa. En la sombra de la bolita caldeada dicha intensidad también puede resultar peligrosa para el cristal, suscitando en él destrucciones locales.

En el experimento, este mecanismo de la aparición de fuentes destructoras en el cristal,

que contiene inclusiones absorbentes, se observa con claridad: por delante, la inclusión absorbente, tras ella, la fuente de fisuras.

Explosión atómica en el cristal

No nos vamos a referir al cristal que fue a parar a la zona de una explosión atómica, quedando deformado por la onda explosiva. Se trata de condiciones del todo cotidianas y pacíficas, en las cuales el cristal conserva todas sus claras virtudes: perfección de su forma y transparencia. Entre tanto, no fuera del cristal, sino en su seno tienen lugar explosiones atómicas: siempre, de manera sistemática y planificada. Transcurren dejando tras de sí consecuencias.

El relato se inició con un enigma intrigante en el cual, sin embargo, no hay ni sombra de invención. Se considera una situación del todo real. En la práctica, todo mineral contiene aunque sea una insignificante, homeopática impureza de uranio. Algunos de los isótopos del uranio, como se sabe, se desintegran de modo espontáneo. Esto significa que el núcleo se parte (¡explota!), liberando en este caso considerable energía: ¡A semejanza de una bomba, constituida por un átomo! Esta explosión sucede rara vez, pero tiene lugar espontáneamente, y tras ella en el cristal queda (¡se instala!) una alargada franja defectuosa, llamada «traza» («huella»). A este tipo de defecto se dedica nuestro relato.

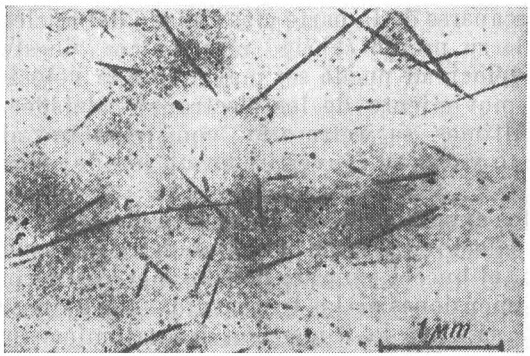
El fragmento del núcleo desintegrado es un ion pesado con carga negativa $q \approx 20e$. El núcleo de un elemento pesado artificialmente se puede desintegrar en fragmentos, si lo bombardeamos con un neutrón y acertamos el blanco. Mientras que el núcleo del isótopo U^{235}, raras veces, pero se desintegra de modo espontáneo, convirtiéndose en dos fragmentos. Cada uno de ellos arrastra con-

sigo enorme energía $W_0 \approx 10^8$ eV. La energía obtenida durante la explosión la pierde al chocar con los electrones e iones que conforman el cristal. En la secuencia de estas colisiones es cuando puede surgir en el cristal la franja defectuosa, es decir, la traza. Advirtamos que el elevado grado de ionización del fragmento viene condicionado por el efecto que predijo Niels Bohr. El prestó atención a que poseyendo gran energía y, por consiguiente, velocidad, el fragmento al parecer puede escaparse de la parte más alejada del núcleo o sea, de su propio «abrigo electrónico», puesto que su velocidad puede ser mayor que la velocidad de movimiento de los electrones alejados. Estos últimos se retrasarán con respecto al fragmento y éste se convertirá en un ion de carga múltiple.

De los experimentos se infiere que la traza no es un defecto' «a nivel de átomo», como por ejemplo, el hueco, sino un defecto macroscópico, cuyas dimensiones en las tres medidas, de manera notoria, superan la dimensión interatómica: su longitud es $l \approx 10^{-3}$ cm, su diámetro $2r \approx$ $\approx 10^{-6}$ cm. En la conformación de la traza participan aproximadamente 10^9 de átomos, mientras que la energía gastada para su creación y calculada por cada plano atómico, atravesado por la traza, constituye $W_1 = W_0\, a/l \approx 3 \cdot 10^3$eV. Esta magnitud supera en centenares de veces la correspondiente energía encerrada en una dislocación, también calculada por cada plano que atraviesa.

Desde hace mucho los teóricos predecían que, hablando en general, los fragmentos tienen que dejar en el cristal huellas. Sin embargo, la traza no se dejaba atrapar por los experimentadores. En firme ésta fue descubierta sólo en el año 1959, con ayuda de un microscopio electrónico, en finas películas de bióxido de uranio, luego

también en los cristales de mica, bióxido de circonio, alcalino-halogenuros y en muchos, muchos otros cristales. Aprendieron a detectar las trazas no sólo con ayuda del microscopio electrónico, en el cual se hacen visibles por el hecho de que en la franja, correspondiente a la propia traza, los electrones se absorben y dispersan de modo diferente que en las zonas vecinas. También



Trazas dejadas en un cristal de mica por los fragmentos de núcleos desintegrados. Aumento 20 000.

pueden descubrirse recurriendo al ataque químico, valiéndose de que la franja alterada se decapa con más facilidad que las zonas vecinas. En cada una de las trazas, que intersecan la superficie del cristal, durante el decapado se conformará una figura característica, ésta podrá verse mediante un microscopio óptico ordinario. En algunos cristales, esta figura puede confundirse fácilmente con las figuras obtenidas al decapar las dislocaciones, pero un experimentador cualificado siempre encontrará bases fiables para no equivocarse.

Los físicos que estudian la formación de trazas en el cristal, ya durante muchos años, están preocupados frente al interrogante: «¿Tendrá la suerte el fragmento de crear la traza en el cristal del tipo dado?». Por desgracia este interrogante, por ahora, queda sin respuesta completa. No existen aún fundamentos suficientes, conociendo las características del fragmento y del cristal, en el cual aquél se mueve, para dar respuesta al interrogante planteado con las palabras «¡sí !» o «¡no!». De las consideraciones generales, está claro que la traza surgirá sólo en caso de que la energía que pierde se concentre en un pequeño volumen, adyacente a la trayectoria de vuelo y, por consiguiente, la densidad de la energía liberada sea grande y resulte suficiente para la destrucción local del cristal, es decir, para crear la traza.

Lo más importante que consiguieron establecer los teóricos en las búsquedas de respuesta al interrogante «¿tendrá la suerte?», consiste en que la parte leonina, casi el 99%, de su energía el fragmento la pierde en la interacción con los electrones. Puesto que las trazas, detectadas por los experimentadores, son zonas donde se altera el retículo, la tarea se reduce a comprender cómo los electrones transmiten al retículo la energía recibida del fragmento... ¡En caso de que la transmitan!

Hemos llegado al comienzo de la escalera que nos conduce hacia un problema infinitamente interesante, consistente en comprender cómo se forma el defecto debido a la irradiación. Lo llaman así: defecto de radiación. Dejaremos a un lado la satisfacción de ascender por esa escalera. Quizá se presente la oportunidad de hacerlo en el futuro en otro libro y ahora, vinculado a la conversación sobre las trazas, hablemos sólo de dos situaciones que se aclararon con nitidez en la

investigación teórica del problema «¿tendrá la suerte?».

La primera situación tiene lugar cuando el fragmento se mueve en un cristal metálico que podemos representar como el conjunto de dos subsistemas: electrones libres e iones. Todo lo que ocurre en este caso es fácil de comprender, considerando lo siguiente: los electrones reciben del fragmento una energía que casi es 10^2 veces mayor en comparación con la que reciben los iones del retículo: la capacidad calorífica del gas electrónico es casi 10^2 veces menor que la del retículo; la masa del ion es casi 10^5 veces mayor que la del electrón. Las tres cifras mencionadas significan que los electrones, habiendo recibido mucha energía y poseyendo pequeña capacidad calorífica, se calientan hasta temperaturas muy elevadas, mientras que prácticamente no pueden compartirla con los iones que son decenas de miles de veces más pesados, de la misma manera que no comparte su energía con una «pesada» pared una ligera pelota que la golpea y rebota de ella, de hecho, a velocidad invariable, o sea, sin cambiar su energía. Los electrones situados en las proximidades de la trayectoria del fragmento, gracias a su movilidad, con rapidez dispersarán la energía obtenida entre sus semejantes, mientras que la red cristalina, sin haber recibido energía, quedará «fría», imperturbable, sin defectos. Dicho con más exactitud, el retículo recibirá una cierta parte de energía. Empero esta energía se distribuirá en un volumen tan grande que la red cristalina se calentará de manera insignificante. Esta inesperada situación se crea en el metal: ¡tiene lugar la explosión atómica, pero sin ninguna consecuencia en el cristal! ¡Los teóricos lo predijeron, los experimentadores se cercioraron de ello! Dicen así: los metales puros, son más resistentes a la radiación que, los dieléctricos.

La segunda situación tiene lugar cuando el fragmento se mueve en un cristal iónico del tipo NaCl. En semejante cristal, como se sabe, no hay electrones libres. Todos ellos están «adjudicados» a determinados iones ubicados en los nudos del retículo. El cristal consta de iones de dos especies: los iones de una especie poseen un electrón sobrante, mientras que los iones de la otra especie carecen de uno, en comparación con la cantidad necesaria para neutralizar la carga del núcleo. En el cristal están representados por igual y, por lo tanto, éste eléctricamente es neutral.

El fragmento del núcleo, cargado de electricidad, al desplazarse por el cristal entra en interacción con los electrones que encuentra en su camino. Como resultado, los aniones al perder un electrón se convierten en un átomo neutral; al perder dos electrones, en un ion con carga positiva; mientras que los cationes, perdiendo electrones, aumentarán su carga positiva. En este proceso, a lo largo de la trayectoria en el vuelo del fragmento, en el cristal se forma una zona cilíndrica con elevada densidad de la carga positiva. Semejante zona puede explotar por una causa evidente: las cargas homónimas positivas tienden a separarse una de otra, dispersarse en direcciones opuestas. Esto significa que tendrá lugar la explosión. Será preferible que nos expresemos con mayor precaución: puede tener lugar.

Se puede valorar con cierta precisión la presión interna que conduce a la «explosión» del cilindro, lleno de cargas positivas, dispuestas a lo largo de la trayectoria del fragmento. Para simplificar admitamos que todos los iones del cilindro tienen una carga positiva. Quiere decir, que se repelen con la fuerza $F \approx e^2/a^2$ (a es la distancia interatómica). Si esta fuerza la referimos al área a^2, correspondiente a un átomo en la red

cristalina, obtendremos la valoración de la presión que nos interesa:

$$P \approx e^2/a^4.$$

Puesto que $e = 4{,}8 \cdot 10^{-10}$ $g^{-1/2} \cdot cm^{3/2}/s$, $a = 3 \cdot 10^{-8}$ cm, entonces $P \approx 10^{11}$ dyn/cm^2. Hemos obtenido una enorme presión, sin duda alguna suficiente para que tenga lugar la explosión y ¡se forme la traza! Aquí es necesario justificar la precaución tomada en una de las frases anteriores. Está condicionada por el hecho de que no obligatoriamente todos los iones situados a lo largo del canal cilíndrico resultarán tocados por el fragmento en vuelo. En este caso, la distancia entre los iones que se repelen l será mayor que a. Por esta causa la magnitud de P, que es $\sim 1/l^4$, puede resultar pequeña, insuficiente para la explosión.

El lector puede quedar perplejo: pues el fragmento también en el metal puede esparcer los electrones; también en el metal puede surgir el coágulo cilíndrico de carga positiva; también en el metal este coágulo puede explotar. Resulta que semejante cilindro en realidad puede formarse, pero simplemente no le dará tiempo a explotar, puesto que los electrones, expulsados del cilindro, debido a su gran movilidad, retornarán a él, neutralizando su carga y, por consiguiente, eliminando la causa de la explosión. La movilidad de los electrones en el metal es incomparablemente mayor que en el cristal iónico, precisamente por esta razón, en el metal no tendrá tiempo a transcurrir la explosión.

Si en el cristal iónico todo transcurre, tal cual lo hemos imaginado y descrito en nuestro relato, al interrogante que nos interesa, en relación con el cristal iónico, la respuesta será positiva: ¡el fragmento en el cristal iónico tendrá la suerte de crear la traza! En las situaciones límite que

hemos examinado, o sea, en un metal o en un cristal iónico, el interrogante «¿tendrá la suerte?» se aclaró. En cambio, en otras estructuras la cosa es mucho más compleja, por lo que este interrogante sigue siendo un problema.

Interacción y transformación recíproca de los defectos

Hasta ahora, en los relatos de este capítulo, se trató sobre cómo el cristal se «poblaba» de defectos. Al culminar el capítulo, examinemos el cristal desde otro punto de vista. Consideré-moslo no como receptáculo de defectos, sino como plataforma de su interacción. De las consideraciones generales queda claro que deberá tener lugar la interacción entre los defectos. El cristal que contenga defectos tenderá a disminuir la energía relacionada con ellos. Si por cualquier causa la solución directa del problema, consistente en liberarse de los defectos, para el cristal es inaccesible, tendrá lugar otra cosa: los defectos que contiene entrarán en acción mutua y se transformarán de tal manera que su energía disminuya.

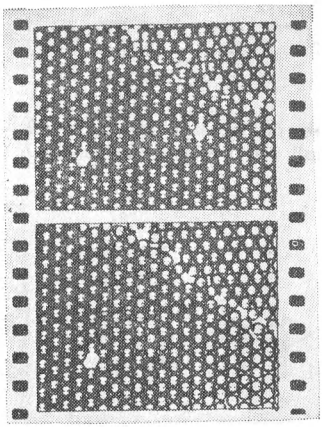
Quiero entregar al lector la llave para resolver el problema sobre la transformación recíproca de los defectos, o mejor dicho, indicar el hilo de guía, siguiendo el cual se podrá comprender las transformaciones recíprocas de los defectos, ya observadas y a veces incluso prever las imaginables en principio. La cosa de manera esquemática no es compleja: se justifican y tienen razón de ser aquellas transformaciones recíprocas que conduzcan a disminuir la energía. Es necesario estimar la energía de los defectos antes y después de la transformación, de la primera energía restar la segunda, y en caso de que se obtenga una magnitud positiva, quiere decir que el proceso examinado es posible. Esto, según el criterio termodiná-

mico. Pero tendrá lugar o no este proceso, eso es otra cuestión. ¡Del todo distinta! Todo dependerá de que exista el correspondiente mecanismo, mediante el cual la transformación recíproca de los defectos, justificada por la termodinámica, pueda ocurrir. Quizá la cosa sea así: este mecanismo no existe a la temperatura ambiente, pero puede aparecer a elevada temperatura; no existe a presión atmosférica, pero puede aparecer bajo elevada presión; no existe en un cristal que permanece en reposo, pero el mecanismo puede aparecer si el cristal se somete a la tracción, o torsión, compresión, irradiación, o bien a la rotación en una centrífuga. La búsqueda del mecanismo y de las condiciones para su realización es cuestión de la inventiva y de la fantasía creadora del experimentador. Pero, como regla, si la transformación recíproca de dos defectos dados, en principio es conveniente, ¡se encontrará el mecanismo necesario!

El hilo confiado al lector parece no muy enredado ni muy largo. Sin embargo, determinar correctamente la energía antes y después de la transformación de los defectos con frecuencia resulta ser cosa no muy sencilla, puesto que es necesario tener en cuenta, no sólo la energía de los defectos unitarios por separado en el cristal sano, sino también las condiciones en que éstos se encuentran. Por ejemplo, las tensiones que se le aplican, etc.

Hagamos uso de nuestro hilito y analicemos algunas transformaciones recíprocas de los defectos que se observan, tanto en los cristales reales, como al recurrir a modelos, en particular, al modelo BNL. Comencemos por las situaciones ventajosas, sin reserva alguna, en que el defecto desaparece. Por ejemplo: los huecos sobrantes desaparecen en los límites internos. Al encontrarse con el límite (ya sea que el hueco llegó al

límite, o éste alcanzó al primero), el hueco puede desaparecer en él. Esto significa: ¡existía y dejó de existir! Para el hueco este acontecimiento, por lo menos, es serio: ¡pereció! La energía vinculada con él se liberó. Mientras que para el límite que se tragó al hueco, eso de por sí no es un acontecimiento, puesto que habiendo tragado un «átomo

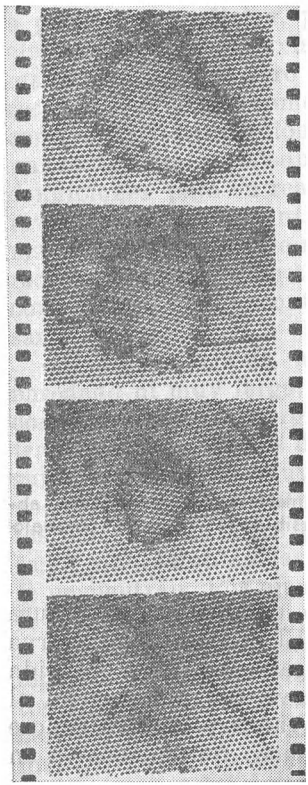


Fotogramas que ilustran una interfase en movimiento, absorbiendo de manera irreversible los huecos (modelo BNL). Aumento 2.

del vacío», el límite no cambia su estructura y, por ende, su energía. El proceso, sin reserva alguna, es ventajoso: ¡ganancia hay, pérdida no! Este proceso se observa con claridad en el modelo BNL: el límite avanza y manteniéndose tal cual es, barre todo hueco que encuentre en su camino.

En otras situaciones, el propio límite en su conjunto puede correr la suerte del hueco: también puede desaparecer. Imagínense que el límite sea cerrado, rodeando un bloque en el cristal.

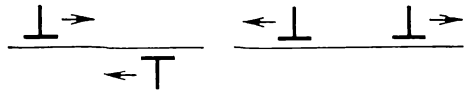
Hacia un límite cerrado y, por consiguiente, curvado se aplica la fuerza condiconada por la presión capilar, según la ley de Laplace. Esa fuerza obligará al límite a desplazarse de tal manera que su extensión mengüe hasta desaparecer. Con ayuda de una cámara cinematográfica,



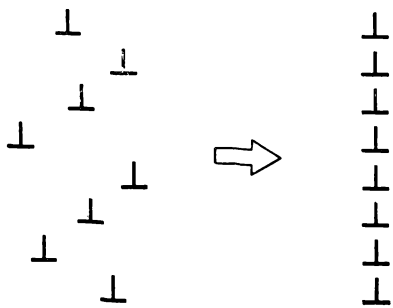
Sucesión de fotogramas que muestran la desaparición espontánea de un bloque en el cristal (modelo BNL). Aumento 2.

en el modelo BNL la desaparición de los límites cerrados se observa con nitidez. Esto lo certifican los fotogramas aducidos.

Ahora ocupémonos de las interacciones cuya ventaja no es evidente. Analicémoslas en el ejemplo de las dislocasiones. Si éstas se encuentran en un mismo plano de deslizamiento y sus



Esquema de interacción de las dislocaciones de borde vecinas con vectores de Burgers paralelos y antiparalelos.



Esquema de la formación de una interfase ordenada a partir de dislocaciones idénticas situadas caóticamente.

vectores de Burgers están orientados en direcciones opuestas, les es ventajoso atraerse una a otra y, después de entrar en contacto, desaparecer, aniquilarse. Si cada una de ellas tenía la longitud unidad y, por lo tanto, en ella se acumulaba energía $\approx G\mathbf{b}^2$, su aniquilamiento irá acompañado por la emisión de energía $\approx 2G\mathbf{b}^2 \approx 2 \cdot 10^{-3}$ erg. Pero si los vectores de Burgers están orientados en paralelo, semejantes dislocaciones se repelerán mutuamente.

Cerciorémonos de ello siguiendo el hilo de guía. Si dichas dislocaciones se fundiesen conformarían una dislocación, cuya magnitud del vector de Burgers se duplicaría, es decir, con una energía de $W_2 \approx G\,(2\mathbf{b})^2 = 4G\mathbf{b}^2$. Mientras que estando separadas, tendrían la energía $W_1 \approx \approx G\mathbf{b}^2 + G\mathbf{b}^2 = 2G\mathbf{b}^2$. Ya que $W_2 > W_1$, la unión es desventajosa, será ventajosa la repulsión. Sin embargo, si semejantes dislocaciones se encontrasen, no en el mismo plano, sino en planos de deslizamiento paralelos, entonces a partir de cierta distancia entre los planos, podría estar justificada la atracción de las dislocaciones. Con la particularidad de que se situarían una bajo la otra, debido a que la zona de tensiones de compresión próxima a una de ellas se solaparía parcialmente con la zona de tensiones de tracción, próxima a la otra dislocación (¿recuerdan el experimento modelo con el tubo de goma?), resultando que $W_2 < W_1$. ¡Esto es ventajoso! Este último caso es muy importante para el destino del cristal. La multitud de dislocaciones idénticas separadas, después de ubicarse una sobre otra, conforman una pared bien ordenada de dislocaciones, el conjunto de dislocaciones en acción recíproca conforman una interfase (límite). El cristal utiliza esta posibilidad con gran profusión: si en él se han instalado muchas dislocaciones, preferirá, habiendo ordenado su posición, convertirse en un cristal de mosaico. Todo a tenor de las consideraciones termodinámicas: ¡es ventajoso!

Ante los ojos del lector, yo sólo abrí un poco la cortina, tras la cual se encierra el enorme problema de «interacción y transformación recíproca de los defectos en el cristal». Precisamente así: sólo un poco, en la medida necesaria para añadir al bosquejo del cristal vivo un rasgo más.

CAPÍTULO III

El cristal habla de sí mismo

Razonando sobre el lejano pasado de los cristales naturales, el magnífico poeta polaco Julián Tuwím escribió:

Quizá piedras y peces
De eso podrían hablar,
Pero los peces callan
Y las piedras callan,
al igual que los peces.

El pesimismo del poeta no se justifica por entero. ¡A veces las piedras pueden hablar! No en voz alta, no de manera asequible, pero sobre su inimaginable lejano pasado ellas — los cristales vivos— algo pueden decir con un lenguaje que no presupone frases con sujeto y predicado. Sobre este lenguaje de insinuaciones suele decirse: «¡Para el sabio es suficiente!».

En este capítulo se incluyen relatos sobre algunos detalles del lejano pasado de los minerales, narrados por ellos mismos. Procuremos ser sabios y comprender sus relatos.

El cristal contenía una fisura

No cabe duda de que en los pedazos de cristales de sal de piedra, traídos a nuestro laboratorio desde la mina, en otros tiempos existían fisuras finas cuneiformes. Existían pero... ci-

catrizaron solas, dejando de sí el recuerdo en forma de multitud de cavidades configuradas, llenas de solución salina en agua. En la base de la antigua fisura las cavidades son del todo pequeñas —1...3 μm, al alejarse de la base, son mayores. Casi todas están separadas y absolutamente todas se encuentran en un mismo plano: en aquel donde en el pasado se encontraba la fisura. Así debe considerarse: donde en el pasado se encontraba la fisura, puesto que suponer que las cavidades por casualidad resultaron en un mismo plano, significa admitir una ínfima probabilidad.

Surgen multitud de interrogantes. En primer lugar, ¿cómo se formó la fisura? A esta pregunta no vamos a contestar, le daremos la espalda. ¡Se formó y basta! En el problema que nos interesa incluiremos la fisura en la rúbrica «está dada». En esta misma rúbrica vamos a considerar que se incluye el hecho de que la fisura está llena con la solución líquida de la sustancia del cristal, es decir, de sal en agua. La sal de Donetsk se formaba y cristalizaba a partir de la solución, por lo que esta última en la fisura es una cosa real. Pero no podemos desentendernos de otras preguntas: ¿por qué la fisura se convirtió en un conjunto de inclusiones cerradas y cómo tuvo lugar esta transformación? Estos interrogantes merecen respuestas detalladas, tanto más debido a que las respuestas aclararán algo que tiene relación no sólo con el destino de la grieta. La fisura constituye el pretexto para el relato de turno sobre la «vida» del cristal real.

La respuesta al interrogante «¿por qué?» está de antemano decidida por la necesidad del cristal a supeditarse a la termodinámica. Esta da derecho a que transcurran arbitrariamente sólo aquellos procesos que van acompañados por la liberación de energía.

Valoremos la energía máxima que puede liberarse cuando tiene lugar, de modo arbitrario, la modificación en la forma de la grieta llena de solución líquida. Arbitrariamente puede sólo cambiar su forma, mientras que no puede desaparecer, puesto que está llena de solución. Para mayor precisión supongamos que la fisura cuneiforme tiene la abertura máxima igual a un micrometro ($h = 10^{-4}$ cm), y el área de cada una de las superficies que la limitan es igual a 1 cm^2. Esto significa que con la grieta está ligada la energía superficial $W_S = 2\alpha_1$ y en la primera se encierra $V = (h \cdot 1)/2 = 5 \cdot 10^{-5}$ cm^3 de líquido. Puesto que la energía superficial en la interfase solución — cristal $\alpha_1 \approx 20$ erg/cm^3, entonces $W_S \approx$ ≈ 40 erg. Lo mejor que le puede ocurrir a la fisura, desde el punto de vista de liberación de energía, consiste en que se transforme en una inclusión, cuya forma sea cúbica y el volumen resulte igual al del líquido. La superficie de este cubito será $S = 6V^{2/3} \approx 8 \cdot 10^{-3}$ cm^2 y con él estará ligada la energía superficial $W = S\alpha_1 =$ $= 0{,}16$ erg.

Durante este proceso, que es el más ventajoso, se liberará casi toda la energía ligada con la fisura, a saber, de los 40 ergios tan sólo 0,16 quedarán en el cristal. En caso de que se formen no una, sino muchas inclusiones configuradas, la ganancia será menor, pero siempre existirá y, en plena concordancia con la termodinámica, la grieta tiene derecho a transformarse en un conjunto de inclusiones cerradas que corroborarán el hecho de que en el cristal había una fisura. Con más frecuencia tiene lugar precisamente este proceso, que aun siendo menos ventajoso, para su realización, requiere la transferencia de sustancia a menores distancias. ¡La ganancia de energía es menor, pero resulta de mejor alcance!

Para culminar el relato me viene a la memoria

un recuerdo. Es oportuno, ya que da motivo de completar nuestra narración.

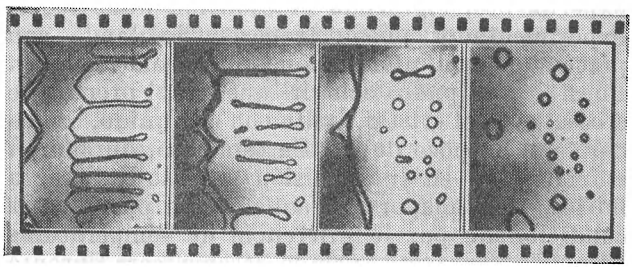
Todo a lo que me referí en torno a la fisura cicatrizada llena de agua, por primera vez, lo detectó, investigó y comprendió bien, el admirable cristalofísico soviético Gueorgui Glébovich Lemmlein. Poco antes de su muerte visitó nuestro laboratorio. En la conversación mencionamos sus investigaciones clásicas relacionadas con las fisuras «mojadas». G. Lemmlein nos aconsejó que emprendiésemos investigaciones sobre la cicatrización de las fisuras «secas», es decir ordinarias, en el cristal, basándose en la razón de que la termodinámica protesta de la misma manera tanto contra las fisuras «secas», como contra las «mojadas». Contra las «secas» incluso con mayor tesón, puesto que la energía superficial del cristal en la interfase con el vacío es mucho mayor que en la interfase con la solución sobresaturada líquida. Seguimos su consejo y durante un año nos dedicamos al estudio de la cicatrización de las fisuras «secas». Trabajamos con gran interés y, supongo, con provecho para el asunto.

"Burbujología"

Así fue como bautizaron en broma los geólogos, que se ocupan en restituir la prehistoria de los minerales, a uno de los apartados de su ciencia. Es la sección dedicada al estudio de aquella información que puede ser extraída del hecho de que en el cristal están presentes las burbujas, es decir, cavidades con líquido, gas o, simultáneamente, con ambos. Se trata de que al estudiar las inclusiones en cristales fósiles, se pueden obtener multitud de importantes datos respecto a qué condiciones existían cuando el cristal se engendraba y crecía; a qué efectos térmicos y mecánicos se vio sometido durante su vida inconce-

biblemente larga. Esta amplia sección de la ciencia geológica es muy rica en importantes descubrimientos, en infinidad de brillantes ejemplos sobre cómo el cristal puede narrar su pasado. En nuestro relato nos ocuparemos sólo de un ejemplo.

El citado ejemplo se dedica a las inclusiones de gas y líquido. Estas pueden surgir en el cristal siendo el proceso el siguiente. El cristal se



Sucesión de fotogramas que ilustran la transformación de una grieta en un monocristal y la formación de inclusiones cerradas, situadas en un plano. Aumento 300.

forma a partir de una solución caliente y en el proceso de su crecimiento capta algo de líquido, el cual llena la cavidad que necesita. Una vez transcurrido el tiempo, después de que el cristal enfríe, debido a que el coeficiente térmico de compresión volumétrica del líquido es mayor que el del cristal, el líquido se comprimirá más y en la cavidad tiene que surgir una burbuja gaseosa. La inclusión, que a la temperatura de formación del cristal T_0 era líquida, al disminuir la temperatura hasta T, se convertirá en gaseoso-líquida. Es evidente que resulte del todo natural el razonamiento inverso: la inclusión gaseoso-líquida, después del calentamiento desde la temperatura T hasta T_0, deberá convertirse en una inclusión

homogénea líquida. Realizando semejante experimento y habiendo determinado la temperatura T_0, estableceremos aquella temperatura bajo la cual el cristal se engendró y crecía. Sobre lo mismo pero con algo de solemnidad: en este experimento el cristal nos hablará sobre la temperatura existente cuando surgió. Una posibilidad muy bonita para sonsacarle al cristal la temperatura de su formación. Sin embargo, se precisan algunas advertencias. Al efectuar el experimento, siguiendo el esquema descrito, el experimentador puede tropezar, hablando con precaución, con informaciones no del todo exactas. Puesto que pudo ocurrir que en el proceso de crecimiento el cristal, junto con el líquido, encerró en sí un poco de gas. En este caso, durante el enfriamiento en la inclusión gaseoso-líquida la burbuja será mayor que aquella que puede estar condicionada por la diferencia de temperaturas $T_0 - T$. Semejante burbuja desaparecerá durante el calentamiento siendo la temperatura más alta que T_0. La cosa puede complicarse aún más: la burbuja gaseosa puede aparecer en la inclusión líquida debido a otras causas y no al enfriamiento. Por cierto, un experimentador diestro siempre podrá encontrar pruebas y conjeturas indirectas que le ofrecen la posibilidad de utilizar la idea fundamental de la «burbujología», sin cometer errores.

Respuesta a un interrogante planteado directamente

El interrogante planteado ante el cristal natural de sal de piedra, estuvo precedido por la intensa labor que realizaron los físicos, tanto en la teoría como en el experimento.

En un principio, los teóricos plantearon y solucionaron un problema que, en el primer

momento, parece artificial y exótico, sin relación alguna con la cuestión que nos interesa. El problema era el siguiente. En el cristal a cierta distancia l se encuentran dos cavidades esféricas. Para simplificar, supongamos que son iguales y tienen el radio R. Consideremos que desde el interior de las cavidades hacia la superficie se aplica la presión multilateral expansiva P. Sin embargo, se supone que la presión es tan pequeña que las tensiones creadas por ella no superan el límite de fluencia del cristal. Esto significa que las cavidades aumentan sólo un poco su radio, en medida de la deformación elástica del cristal. El nuevo radio de las cavidades R_1, se estabilizará y la zona del cristal que rodea la cavidad, resultará tensada. En la tarea se pregunta: ¿no podrá variar un tanto la posición recíproca de las cavidades, bajo la acción de la presión «interna» P?

Este problema se puede resolver siguiendo un esquema casi evidente. Se precisa hallar el valor de la energía elástica que apareció en el cristal a consecuencia de que hacia la superficie de las cavidades se aplicó presión. Esta energía está constituida por tres sumandos: la energía del campo de tensiones alrededor de una de las cavidades, la energía del campo de tensiones alrededor de la otra cavidad (según las condiciones de nuestra tarea, ambas energías deberán ser iguales) y la energía condicionada por el hecho de que las cavidades son vecinas y las tensiones, vinculadas con ellas, de alguna manera entran en interacción. Tampoco es difícil comprender que el tercer sumando, hablando en general, deberá depender de la distancia entre las cavidades. Pero si el tercer sumando es función de la distancia l, esto quiere decir que de él dependerá también la energía de todo el sistema.

Si nos compenetramos con la última frase, se

podrá de inmediato obtener la respuesta cualitativa al interrogante que ha sido formulado en el problema: dos cavidades, tensadas desde dentro por la presión multilateral, se aproximarán o alejarán en función de cómo varíe la energía elástica de todo el cristal al modificar la distancia entre las cavidades. Tendrá lugar lo que conduzca a disminuir la energía: si al reducir la distancia, la energía elástica decrece, las cavidades se acercarán; en el caso contrario, se alejarán. La respuesta cualitativa formulada es inequívoca, en la misma medida en que lo es la mecánica clásica.

Por lo tanto, al interrogante «¿no podrá variar?» se ha obtenido la respuesta: «¡puede!».

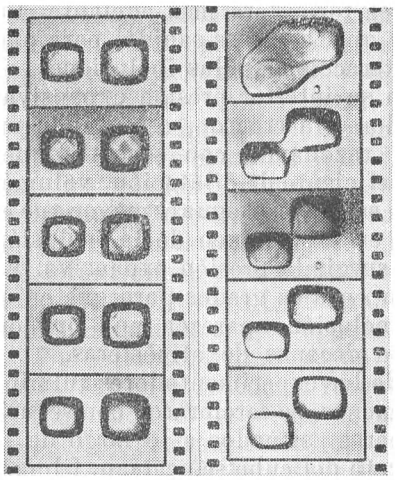
Siguiendo el esquema trazado, los teóricos después de efectuar los cálculos, obtuvieron algo más esencial que la respuesta cualitativa, ésta como hemos visto aparece sin necesidad de cálculos. Con arreglo a los cristales de sal de piedra, que poseen configuración cúbica, los teóricos predijeron lo siguiente: las franjas dispuestas paralelamente a la arista del cubo, se repelerán con debilidad, mientras que las que están situadas a lo largo de la recta paralela a la diagonal de la cara del mismo, se atraerán con fuerza.

Aquí dejamos de lado la lógica y las predicciones de los teóricos y entramos en contacto con la actividad de los experimentadores. Ellos, conducidos por los teóricos, actuaban con los ojos abiertos. Su experimento fue sencillo: como lo aconsejaban los teóricos, observaban con atención la interacción de los pares de inclusiones líquidas en el monocristal de sal de piedra, situadas ya sea a lo largo de la arista, o bien paralelamente a la diagonal de la faceta del cubo. En el experimento se recurrió a una picardía ingeniada por los experimentadores. Precisamente gracias a ella el experimento ofreció la posibilidad de plantearle al cristal con nitidez el

interrogante que se formulará más adelante. La cuestión reside en que, como es sabido, para que tenga lugar la interacción de las inclusiones, es necesario crear en su interior presión expansiva. Los experimentadores la crearon, calentando un poco la probeta, razonando con sensatez que, debido a que el coeficiente de dilatación volumétrica de la solución salina en el agua es mayor que el de la propia sal, en el volumen de la inclusión calentada deberá surgir la presión expansiva. Es suficiente calentar en diez grados para que en el volumen de la inclusión aparezca una presión expansiva igual a decenas de atmósferas.

La actividad de los experimentadores culminó con éxito, por lo menos, se cercioraron con seguridad de que los pares situados a lo largo de la diagonal de la faceta del cubo se acercan, filmando el proceso observado, según la técnica cinematográfica cuadro por cuadro.

Aquí nos despedimos de los experimentadores, su trabajo lo realizaron no peor que los teóricos. Ahora ya todo está listo para que se pueda plantear el interrogante al trozo de cristal natural extraído de la mina: ¿tuvo lugar el calentamiento en la historia de su inconcebiblemente larga vida? No tratemos de saber cuándo tuvo lugar, no nos interesaremos de cómo fue, sino de que ¿existió en realidad? Si existió, es evidente que el acercamiento de las inclusiones, observado por los experimentadores en condiciones de las pruebas en el laboratorio, tuvo que tener lugar también en las condiciones naturales. Pero si eso es así, entonces como es natural, estarán ausentes las vecindades cercanas «en diagonal» de las inclusiones líquidas, mientras que deberán estar presentes las vecindades «de arista». Precisamente eso es lo que atestiguan las muestras analizadas de la sal natural de piedra. Valiéndonos de un buen microscopio óptico, con gran atención exa-



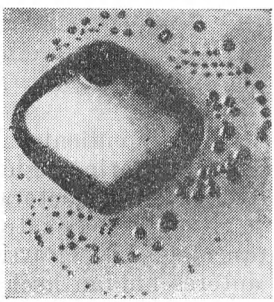
Sucesión de fotogramas que muestran la interacción entre inclusiones orientadas de distinto modo. Aumento 100.

minamos una gran cantidad de inclusiones líquidas en los cristales de sal de piedra y nos cercioramos de que el número de pares de inclusiones situadas en proximidad es tanto mayor, cuanto más cercana sea su orientación a la «de arista». Vecindades «en diagonal» nosotros no descubrimos en absoluto.

Al interrogante planteado el cristal contestó: ¡el calentamiento tuvo lugar! En principio se pueden obtener respuestas también a los interrogantes «¿cuándo?» y «¿a cuántos grados?», pero ellas se encuentran debajo de una pila de operaciones matemáticas voluminosas y de un montón de curvas experimentales. Dejemos que los profesionales busquen la respuesta a estas preguntas.

Para concluir este relato quiero referirme a un experimento más, que algo añade a la respuesta dada al interrogante planteado directamente.

Tiempo atrás, ya en el año 1954, G. G. Lemmlein montó un experimento muy bonito, recalentando un cristal con inclusiones. Investigaba cristales de nitrato sódico con inclusiones líquidas cerradas, cuya dimensión era aproximadamente 50 μm. Los cristales se sometieron a un recalentamiento considerable a la temperatura cerca de 100 °C. Después del recalentamiento, alrededor de las inclusiones primarias se detectó



Formación de inclusiones secundarias, alrededor de la primaria, en un cristal calentado. Aumento 600.

una aureola de pequeñas inclusiones que se disponían tan sólo en los planos de fácil propagación de las fisuras. Estaba claro lo que ocurría. Bajo el efecto de la presión interna, debida al recalentamiento, en torno a las inclusiones surgían fisuras que se llenaban de la solución líquida. Acto seguido, durante el enfriamiento, las fisuras se cicatrizaban, desintegrándose en una gran cantidad de pequeñas inclusiones, sobre esto se habló con detalle en el relato «El cristal contenía una fisura». En la fotografía obtenida por Lemmlein se ve que en la inclusión que dio lugar al surgimiento de la aureola de las pequeñas, se formó una burbuja gaseosa. Se puede estar seguro de que su volumen, prácticamente, es igual a la

suma de los volúmenes de las pequeñas inclusiones secundarias que se apoderaron de una parte de la solución líquida correspondiente a la primaria. Así pues, si alrededor de una inclusión líquida macroscópica «primaria» en un mineral fósil se descubre una aureola de «secundarias», en lo fundamental dispuestas en un mismo plano, se puede estar seguro de que en la historia del cristal tuvo lugar el calentamiento. Los cristalógrafos y geólogos tropiezan frecuentemente con semejantes minerales.

¿Cuándo se apagó la hoguera?

En uno de los cuadernos, correspondiente al mes de marzo de 1965, del semanario inglés «Nature», en la sección «Cartas al redactor», apareció un pequeño artículo firmado por cuatro autores: tres físicos y un arqueólogo. En el artículo se informaba que los autores habían hecho un intento tendiente a determinar la edad de un cuchillo, antaño hecho de obsidiana, o sea, de un trozo de masa vítrea solidificada de origen volcánico. Ese cuchillo había sido hallado en 1927 en una caverna antigua por el arqueólogo, cuarto autor del artículo. Basándose en rasgos indirectos se estableció que fue hecho hace mucho, muchísimo tiempo, varios miles de años atrás. El filo del cuchillo, es decir, su parte más fina, resultó parcialmente fundido. Por lo visto, en aquel tiempo en que se utilizaba según su destino, el cuchillo pasó por el fuego de la hoguera. Fue esta la circunstancia que decidieron utilizar los autores para determinar con más exactitud la edad del cuchillo.

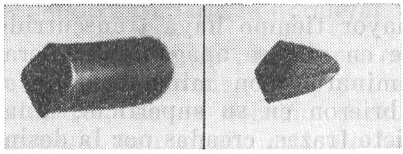
Sigamos su razonamiento lógico. En la obsidiana y, por cierto, en cualquier material, siempre están presentes minúsculas impurezas naturales de isótopos de uranio los cuales, como ya se

ha mencionado, se desintegran espontáneamente, engendrando fragmentos de fisión que crean las trazas. Antes de que el cuchillo fuera a parar a la hoguera, en él, a ciencia cierta, había multitud de trazas debidas a los fragmentos surgidos durante la desintegración espontánea. Sin embargo, estas trazas tuvieron que cicatrizar en el fuego de la hoguera tan caliente que el borde del filo del cuchillo resultó parcialmente fundido. Una vez apagada la hoguera, el proceso de desintegración espontánea seguía creando nuevas trazas en el cuchillo enfriado. Se sobreentiende que tanta mayor cantidad de nuevas trazas deberá haber, cuanto mayor tiempo haya transcurrido desde el instante en que se apagó la hoguera. Los autores examinaron con minuciosidad el cuchillo y descubrieron en su superficie, igual a 5,6 cm^2, diecisiete trazas, creadas por la desintegración espontánea. Por lo visto, la cantidad de trazas debidas a la desintegración espontánea, en la unidad de volumen, quedará definida por la fórmula $n_t = n^1 \lambda t$, donde n^1 es la cantidad de átomos del isótopo de uranio por unidad de volumen; λ, la probabilidad de la desintegración espontánea, o de otra manera, la cantidad de desintegraciones por unidad de tiempo; t, el tiempo durante el cual en la muestra iban acumulándose las trazas. Este último es el que nos interesa.

Los autores determinaron el valor de n_t por vía experimental, analizando el cuchillo; la magnitud de λ se indica en las correspondientes tablas; mientras que la cantidad de átomos n^1 del isótopo de uranio, los autores la hallaron recurriendo a un experimento autóctono. Después de los cálculos resultó que $t = 3700 \pm 900$ años. Esta edad, obtenida con ayuda de las trazas dejadas por los fragmentos de los núcleos desintegrados, concuerda con la determinada por los arqueó-

logos, quienes valiéndose de conjeturas indirectas calcularon casi esa misma edad. En resumen, las trazas, creadas por los fragmentos de núcleos de impurezas naturales de uranio, nos relataron un triste episodio en la vida del cuchillo — un callado trozo de mineral inanimado: 3700 años atrás soportó el fuego de la hoguera.

La historia del cuchillo de obsidiana, deformado por el fuego de la hoguera, mereció ser relatada. Es un ejemplo típico en el empleo de las trazas para solucionar diferentes problemas en



Sucesión de las etapas de cicatrización de una traza a elevada temperatura. Aumento 300.

las ramas de la geocronología y arqueología. En el ejemplo de la historia narrada se ve de qué manera los geólogos, estudiando las trazas, pueden determinar la edad de los minerales fósiles, es decir, aclarar las circunstancias que tienen enorme importancia al organizar los trabajos de exploración.

Aquí se podría hablar también de que los defectos en la estructura de las trazas son una especie de «elementos de memoria» del mineral, que graban no sólo la fecha de su nacimiento, sino muchos otros detalles de su «biografía». Digamos, el mineral en otros tiempos soportó la acción de temperatura elevada. Las trazas que poseía hasta aquel instante parcialmente quedarán cicatrizadas y se decaparán no de la misma

manera que las trazas «frescas». Por consiguiente, las trazas también pueden «informar» sobre el hecho de que en cierto momento tuvo lugar un aumento de la temperatura.

Cabe esperar que las trazas conservan el recuerdo, no sólo sobre el hecho de su pasado calentamiento, sino también de la temperatura bajo la cual se registró el calentamiento. El quid de la cuestión consiste en que a consecuencia de la anisotropía en la velocidad de cicatrización, en el mineral recalentado las dimensiones de las trazas deberán distribuirse con determinada orientación, en dependencia de a qué temperatura transcurría la cicatrización parcial. Los datos sobre la anisotropía de la longitud de las trazas pueden utilizarse para, aunque sea aproximadamente, determinar la temperatura del calentamiento pasado en algún tiempo.

Las trazas en los minerales naturales pueden conservar recuerdos, además, sobre multitud de diversas solicitaciones, sufridas por los minerales en tiempos remotos. Las trazas son locuaces. Recuerdan muchas cosas y hablan de ellas.

Conclusión

La narración sobre lo vivo, con mucha más razón, sobre lo imperecedero, no puede culminar en forma lógica, tan sólo podemos interrumpirla. Es lo que me resta por hacer a mí, después de haber relatado únicamente una pequeña parte de todo lo que se conoce sobre el «cristal vivo». Quizá otro autor que se dedique a la cristalofísica, en otro libro, continúe el relato que yo comencé. Sin duda, hablará sobre otros rasgos y otros detalles vitales en la biografía del cristal que éste le haya confesado de manera confidencial. El título de los libros podrá coincidir, pero los índices, con seguridad, diferirán en forma notoria. Desearía que salieran a la luz esos libros del mismo nombre y con otros índices del todo diferentes. Todo aquel que se dedica al estudio del cristal con cariño apasionado, lo ve desde «su campanario» y, tal vez, desde todos los «campanarios» razonables, es seductivo y hermoso. Resta una confesión de carácter personal. Sentía alegría escribiendo este libro, el contacto con el cristal vivo fue para mi un descanso. Abrigo la esperanza de haber transmitido al lector una partícula de esa alegría. ¡En todo caso, ese es mi más profundo deseo!

A NUESTROS LECTORES:

Mir edita libros soviéticos traducidos al español, inglés, francés, árabe y otros idiomas. Entre ellos figuran las mejores obras de las distintas ramas de la ciencia y la técnica: manuales para centros de enseñanza superior y escuelas tecnológicas; literatura sobre ciencias naturales y médicas. También se incluyen monografías, libros de divulgación científica y de ciencia ficción.

Dirijan sus opiniones a: Editorial Mir, 1 Rizhski per., 2, 129820, Moscú I-110, GSP, URSS.

En el libro, de manera amena e interesante, se exponen las nociones modernas sobre los fenómenos y procesos que tienen lugar en los cristales reales y determinan sus propiedades físicas y características operacionales. Con el fin de crear una obra atractiva, el autor da a conocer la historia y las diversas teorías cristalográficas, relacionadas con el desarrollo de la cristalofísica, analiza el movimiento de los átomos, que integran la red cristalina, expone las características y propiedades de la multitud de defectos inherentes a los cristales reales, muestra cómo el cristal guarda recuerdos de su lejano pasado que incidió sobre su estructura. Las fórmulas aducidas son del todo comprensibles para aquellos que tienen una idea general de la física.